

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

Jánossy Lajos: Novobátzky Károly hetven éves

Neugebauer Tibor: A mágnesség elmélete a modern fizikában

Beszámoló a hazai kozmikus sugárzási kutatásokról

Jánossy Lajos: Bevezető

Somogyi Antal: Geiger—Müller-csővek építése kozmikus részecskék számlálására

Zártos Alajos: A kozmikus sugarak irány szerinti eloszlását demonstráló készülék

Szivek János: GM-cső megszólalási valószínűségének mérése

Kiss Dezső: A μ -mezon homlásidejének mérése

Nagy László: Vizsgálatok a kozmikus sugárzás által ólomban keltett záporokkal kapcsolatban (Rossi-görbe)

Koch József: Kiterjedt légizáporok

Sándor Tamás: Kiterjedt zápormérések célja és a mérési eredmények

Kántor Károly: Wilson-kamra építése

Guba Ferenc: Az elektronmikroszkóp

KÖNYVSZEMLE

Ankét Gyulai Zoltán »Kísérleti Fizika« c. tankönyvéről



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

Л. Яноши: Семидесятилетие со дня рождения Карла Новобацкого

Т. Нейзебауер: Теория магнетизма в современной физики

Л. Яноши: Доклад об отечественных исследованиях по космическим лучам

А. Шомодья: Строение счетчиков Гейгера—Мюллера для измерения
космических лучей

А. Зартои: Прибор для демонстрирования распределения космических
лучей по направлениям

И. Сивек: Измерение Эффективности счетчиков Гейгера—Мюллера

Д. Кши: Измерение времени распада μ -мезонов

Л. Надь: Исследование в связи с ливней вызванных космическим
излучением в олове (кривая Росси)

И. Кэх: Широкие воздушные ливни

Т. Шандор: Цель и результаты измерений широких воздушных ливней

К. Кантор: Постройка камеры Вильсона

Ф. Губа: Электронный микроскоп

Обзор книг

Анкета по книге Золтана Дьулай: «Экспериментальная физика»

A kiadásért felelős: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1953 XII. 16. Példányszám: 2000. Terjedelem: 4 (A/5) ív 32 ábrával

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlóczy-utca 2. — 28905 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IV. évfolyam

I. szám

1954. február

Novobátzky Károly hetven éves

Novobátzky Károly akadémikus ez év márciusában hetven éves. Megragadom ezt az alkalmat arra, hogy életéről és munkásságáról röviden beszámoljak. Bár tudatában vagyok annak, hogy ez a beszámoló csak vázlatos jellegű és teljességre távollról sem tart igényt, mégis úgy gondolom, hogy egy rövid összeállítás is sokak számára fog segítséget nyújtani ahhoz, hogy jobban megismerjék e köztisztelőben álló tudóst.

Novobátzky Károly 1884 március 3-án született Temesvárott. Apja tisztviselő volt. Temesváron nőtt fel és ott végezte el a gimnáziumot is. Ez a gimnázium az akkori időkhöz képest szabadabb szellemű volt és így Novobátzkyban korán kifejlődhetett egy egészséges, materialista szemlélet. A gimnázium elvégzése után a budapesti egyetemre került, mint Eötvös-kollégista. Itt Eötvös Loránd, Kürschák József és az akkori magyar tudomány sok más kimagasló képviselőjének előadásait hallgatta. Az első világháborút végig a fronton töltötte. A háború után hazatért és Budapesten a VI. kerületi gimnáziumban mint tanár nyert alkalmazást. A felszabadulásig ebben az iskolában tanított. Tanári tevékenysége mellett az egyetemen is tartott előadásokat mint meghívott előadó. Ezeknek az előadásoknak kitűnő voltáról a fiatal generáció sok tagja lelkesen számol be. Tanítványai között szerepelt például Gombás Pál, továbbá Neugebauer Tibor (aki jelenleg is munkatársa) és sokan mások, a ma aktív kutató fizikusok közül.

1941-ben, amikor nyilvánvalóvá vált, hogy a magyar fasiszta hadsereg a Szovjetunió elleni támadásban részt fog venni, lemondott az első világháborúban szerzett főhadnagyi rangjáról, mivel nem akart a fasiszta támadásban résztvenni.

A felszabadulás után a budapesti tudományegyetem meghívta rendes tanárnak és ezen idő óta a tudományegyetem Fizikai Intézetének is igazgatója.

1947-ben az Akadémia levelező tagjává választotta meg; 1949-ben az Akadémia rendes tagja lett és egyszersmind az Akadémia elnökségének is tagja. Székfoglaló előadása »Egységes térelmélet négy dimenzióban« volt.

Novobátzky professzor lelkes oktató és mint sokszor kifejezte, élete egyik feladatának tekinti a fiatal fizikusok képzését. Előadásai rendkívül világosak és jól átgondoltak, ily módon mint kitűnő pedagógust is ismerjük. Oktatói tevékenysége mellett már középiskolai tanári működése óta számos tudományos műve jelent meg és ezek a művek mutatják tudományos súlyát. Eredeti munkásságáért két alkalommal nyerte el a Kossuth-díjat. Először 1949-ben az általános relativitás-tan, a kvantummechanika és az optika területén tett értékes felfedezéseiért, továbbá a fizikusok képzés terén szerzett kimagasló érdemeiért.

Másodszor 1953-ban tüntették ki Kossuth-díjjal a kvantumelmélet megalapozása terén végzett vizsgálatainak eredményeiért.

Különösen érdekes és fontos dolgozata, amely 1938-ban a Zeitschrift für Physikben jelent meg, címe: »A kvantumelektrodinamikáról«. E cikk elegáns módon kiküszöböli a kvantumelektrodinamikának egyik ismert nehézségét. Ezzel a problémával a legnevesebb fizikusok, mint pl. Dirac, Fermi és Rosenfeld foglalkoztak. Novobátzkynak sikerült egy relative egyszerű megoldást találnia. A nehézség azzal függ össze, hogy a Maxwell-féle hullámegyenletek mellett — melyeket magukat nehézség nélkül kvantálni lehetne — még egy független kikötés szerepel: az u. n. Lorentz-feltétel. Novobátzky dolgozatában rámutat arra, hogy ezt a feltételt nem kell szükségszerűen figyelembe venni, hanem a számítások e nélkül a fizikai értelemmel nem bíró egyenlet nélkül áttekinthetőbben elvégezhetők. E módszerrel a kvantálást sikeresen keresztül lehet vinni.



Az utolsó években Novobátsky professzor a kvantumelmélet értelmezésével foglalkozott. Ezekben a dolgozatokban a kvantumelmélet statisztikus felfogása van kidomborítva. E felfogás szerint a ψ -hullámfüggvény nem egy részecske viselkedését írja le, hanem egy statisztikus sokaság viselkedését. Ezt a statisztikus sokaságot nem kell szükségszerűen úgy felfogni, mint sok egymás mellett mozgó részecskét, amelyek kölcsönhatásba lépnek egymással, hanem inkább mint absztrakt sokaságot a konfigurációs térben, mely analóg a fázistérben értelmezett absztrakt Gibbs-féle statisztikus sokasággal. Két munkájában, amelyek 1951-ben és 1953-ban jelentek meg az *Annalen der Physik*-ben, megtalálhatjuk e felfogás részletezését. Lényegében a ψ -függvényt egy skaláris sűrűség és egy sebesség-

potenciál segítségével lehet előállítani. Ezekben a munkákban ez az ismert felbontás szerepel új megvilágításban.

Bár magam nem osztom a felfogást, meg kell mondanom, hogy Novobátsky professzor előadásai és dolgozatai nagy benyomást gyakoroltak rám, amikor a rá jellemző világos kifejezésmóddal kifejtette ezeket a kérdéseket.

Novobátsky professzor hetvenedik születésnapja alkalmával mi, a magyar fizikusok, barátai, valamint tanítványai mindnyájan kívánunk neki még sok évi eredményes munkásságot, és kívánjuk, hogy munkásságával továbbra is az eddighez hasonlóan szolgálja népi demokráciánk ügyét.

Jánossy Lajos
Központi Fizikai
Kutató Intézet

A mágnesség elmélete a modern fizikában

Miután Oersted felfedezte, hogy egy áramnak szükségképpen mágneses tere van és Biot és Savart felállították az őrölük elnevezett törvényt az áram mágneses terére vonatkozólag, igen kézenfekvő volt a testek mágneses viselkedését azon feltevés alapján értelmezni próbálni, hogy ezen mágneses anyagokban kicsiny atomi vagy molekuláris méretű köráramok folynak és az ezekből létesített mágneses tér okozza a kérdéses testek makroszkópikus mágneses viselkedését. Amint tudjuk, ezt a hipotézist eredetileg Ampère állította fel és dolgozta ki a korának megfelelő fizikai ismeretek alapján. Tény, hogy Ampère elméletének alap gondolata tulajdonképpen (bizonyos módosításokkal) napjainkban is érvényes.

Amint tudjuk, már az elemi elmélet megkülönbözteti a mágneses testek három osztályát: A diamágneses testeket az jellemzi, hogy például egy belőlük készült kis pálcika egy elektromágnes sarkai közt keresztbe áll be, a jelenség innen is kapta a nevét. Ez a mágneses effektus azonban mindig igen kicsiny. A paramágneses anyagokat viszont az jellemzi, hogy egy belőlük készült rúd a mágnes sarkai közt az erővonalak irányával párhuzamosan áll be, azonkívül a mágnességnek ez a fajtája általában három nagyságrenddel nagyobb, mint a diamágneses jelenségek, de ezzel szemben az anyagnak egy sokkal ritkább sajátja. Végül a harmadik osztályba a ferromágneses testek tartoznak, ezek azok, amelyeket közönségesen mágneseknek neveznek. A ferromágnesesség fenomenológiailag tulajdonképpen mint egy igen erősen felfokozott paramágnesesség írható le. Igen lényeges különbség azonban, hogy amíg a mágneses permeabilitás a paramágneses anyagoknál egy anyagi állandó, addig a ferromágneses anyagoknál ez a mágneses térintenzitás függvénye.

A diamágnesesség elmélete a legegyszerűbb és ezért legelőször ezzel foglalkozunk. A jelenség

fizikai mibenlétének megértése céljából a kvantum elméletből tulajdonképpen csak arra van szükségünk, hogy a Bohr-féle pályák alapfeltevése helyes, tehát, hogy minden anyag pozitív töltésű atommagokból és körülöttük keringő negatív elektronokból van felépítve. Jelöljük egy ilyen elektronpálya sugarát r -rel és a keringő elektron sebességét v -vel, akkor nyilván v^2/r az elektron

centrifugális gyorsulása és $m \frac{v^2}{r}$ a centrifugális

erő, ahol m az elektron tömegét jelenti. Jelöljük továbbá az atommag töltését Ze -vel (Z a rendszám) és az elektron töltését e -vel, akkor a kettő

közt $-\frac{Ze^2}{r^2}$ nagyságú elektrosztatikus vonzás

lép fel és a centrifugális és centripetális erő egyenlőségének elve alapján mindjárt felírhatjuk a következő képletet

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (1)$$

(Egyszerűség okából kizárólag körpályákkal foglalkozunk.) Helyezzük most ezt a keringő elektront egy H intenzitású mágneses erőtérbe és egyelőre tegyük fel, hogy ez a keringés síkjára merőleges. Az elektrotechnikából tudjuk, hogy egy l hosszúságú vezetékdarabra, melyben i intenzitású áram folyik, a H intenzitású mágneses erőtérben $\frac{1}{c} i l H$

nagyságú erő hat. Esetünkben $l = 2\pi r$, míg i az elektron töltésének és a keringés frekvenciájának

szorzatával lesz egyenlő, tehát $i = ev = e \frac{v}{2\pi r}$,

vagyis $il = ev$. Ez a keringő elektronra ható erő a keringés irányának előjele szerint vagy hozzá-

adódik vagy levonódik az elektrosztatikus vonzás kifejezéséből. (1) jobboldalán ennek folytán a v sebességnek is meg kell változnia, hogy az új centrifugális erő a mágneses tér okozta erővel is egyensúlyt tudjon tartani; jelöljük a v említett megváltozását Δv -vel, ekkor tehát

$$\frac{Ze^2}{r} \pm \frac{1}{c} evH = \frac{m(v \pm \Delta v)^2}{r}, \quad (2)$$

vagy mivel Δv igen kicsiny

$$\frac{Ze^2}{r} \pm \frac{1}{c} evH = \frac{mv^2}{r} \pm \frac{2mv\Delta v}{r}. \quad (3)$$

Jelöljük a keringés frekvenciájának a megváltozását $\Delta\nu$ -vel, akkor nyilván $\Delta\nu = \frac{\Delta v}{2\pi r}$ és erre

(3)-ból tovább a

$$\Delta\nu = \frac{eH}{4\pi mc} \quad (4)$$

összefüggést kapjuk. Ezen frekvencia 2π -szeresét nevezzük Larmor-precesszióknak és ennek függetlensége a keringés frekvenciájától (amíg csak relativisztikus effektusok nem jönnek tekintetbe) a ciklotron működésének alapelve.

A keringő elektron frekvenciájának megváltozása nyilván mágneses momentumot fog létesíteni. Ennek a nagyságát rögtön kiszámíthatjuk az elektrotechnika ismert képletéből, amely szerint egy i intenzitású kis köráram, amely az f nagyságú

területet folyja körül $\mu = \frac{if}{c}$ nagyságú mágneses

momentumot létesít. A jelen esetünkben nyilván $i = e\Delta\nu$ és $f = r^2\pi$, tehát a H mágneses tér a mi keringő elektronunk esetében a

$$|\mu| = \frac{e\Delta\nu r^2\pi}{c} = \frac{e^2 H}{4mc^2} r^2 \quad (5)$$

járolékos mágneses momentumot létesíti. Nem döntöttük még el, hogy ez milyen előjelű lesz. Segítségünkre jön itt Lenz szabálya, amely szerint a bekapcsolt mágneses tér mindig olyan előjelű áramot indukál, hogy annak mágneses tere az indukáló mágneses teret csökkenteni igyekszik. Tehát (5) képletünkben negatív jelet kell használnunk.

Hogy levezetésünket teljessé tegyük, még két megszorítástól kell szabadulnunk. Az egyik az, hogy feltettük, hogy a mágneses erővonalak a keringés síkjára merőlegesek; az anyagban nyilvánvalóan egyenlő valószínűséggel minden orientáció előfordul. Ezt igen egyszerűen vehetjük tekintetbe. Mivel $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ és ha a z -iránynak vesszük a mágneses tér irányát, úgy erre merőlegesen csak az y és z koordináták állanak, mivel továbbá minden orientáció egyenlő valószínű, azért

a középértékekre a következő képletet írhatjuk fel:

$$\overline{y^2} + \overline{z^2} = \frac{2}{3} (\overline{x^2} + \overline{y^2} + \overline{z^2}),$$

tehát (5) képletünket egy $2/3$ -os faktoriall kell korrigálnunk. A másik megszorítás, amittől szabadulnunk kell, az, hogy csak egy keringő elektronnal beszéltünk. Több elektron esetén azonban csak annyit kell tennünk, hogy az előbbi módon korrigált (5) képletünket még összegeznünk kell az atom összes elektronjaira, tehát végül μ középértéke

$$\overline{\mu} = - \frac{e^2 H}{6mc^2} \sum_{i=1}^n \overline{r_i^2}, \quad (6)$$

ahol n az atom elektronjainak száma.

Jelöljük N -nel a kérdéses anyag 1 cm^3 -ben levő atomok számát, akkor az abban indukált diamágneses momentum

$$M = - \frac{e^2 H N}{6mc^2} \sum_{i=1}^n \overline{r_i^2} \quad (7)$$

és mivel továbbá a szuszceptibilitás χ definíciója szerint $M = \chi H$, azért

$$\chi = - \frac{e^2 N}{6mc^2} \sum_{i=1}^n \overline{r_i^2}. \quad (8)$$

A képletünk előtt álló negatív előjel magyarázza meg a diamágneses testek említett viselkedését, hogy egy elektromágnes sarkai közt a térirányra merőlegesen állnak be. Igen fontos továbbá, hogy mivel keringő elektronok minden anyagban vannak, azért kivétel nélkül minden anyag diamágneses; a para- és ferromágneses testeknél pusztán csak a sokkal nagyobb, ellenkező előjelű effektus fedi el a diamágnességet.

A diamágneses szuszceptibilitás azonban amint említettük, igen kicsiny, ha az anyagnak egy grammatomnyi vagy gramm-molekulányi mennyiségére vonatkoztatjuk, általában akkor is csak 10^{-6} nagyságrendű (cgs. egységekben). Van azonban néhány érdekes eset a nagyobb diamágnességre. Ilyenek elsősorban a kondenzált aromátikus vegyületek, ezek diamágneses szuszceptibilitása a benzolgyűrű síkjára merőlegesen általában anomálisan nagy. Ennek a jelenségnek az az oka, hogy amint a kémikusok azt már régebben sejtették a benzolgyűrű Kekulé-féle modelljében feltételezett váltakozó szimpla és dupla kötések tényleg nincsenek meg, hanem a dupla kötéseknek megfelelő második kötés el van kenve két szénatompár közt, vagyis a gyűrűben $1\frac{1}{2}$ kötés van mindig két atompár között. Ezt atomelméletileg úgy kell leírunk, hogy az eredetileg a dupla kötés második kötését létesítőként felvett elektronok nincsenek egy szénatompárhoz kötve, hanem az egész gyűrűben keringenek. Ennek alapján az anomálisan nagy diamágneses szuszceptibilitás oka is azonnal világos. Mivel az említett elektronok

az egész gyűrűben (vagy kondenzált aromatikusan vegyületekben több gyűrűben egyszerre) keringenek (8) képletünkben r^2 sokkal nagyobb lesz. Az elektronoknak említett keringése az egész gyűrűben napjainkban egy igen fontos kérdéssé vált, mert újabb vizsgálatok szerint úgy látszik, hogy a tipikusan rák okozó (cancerogén) anyagok fokozottan ilyen tulajdonságúak és ezen megismerés talán végül a rákprobléma megoldásához fog hozzájárulni. Van azonkívül még két anomálishan nagy diamágneses szuszceptibilitással rendelkező anyagunk, az egyik a bizmut, a másik a grafit. A bizmutnál tapasztalt anomáliának okait a fémek elektronelmélete derítette ki, a grafitnál viszont ez éppen az előbb tárgyaltakon alapszik. A grafit felépítése t. i. olyan, hogy a hexagonális kristálytengelyére merőlegesen csupa összenőtt benzolgyűrűből áll (ezen alapszik ceruzának való használhatósága) és azért az elektronok ezen síkokban igen nagy sugarú zárt pályákat futhatnak be.

A paramágnesség viszont úgy jön létre, hogy a külső mágneses tér a kérdéses anyag atomjaiban vagy molekuláiban már előzőleg is (tehát mágneses tér jelenléte nélkül) meglevő mágneses momentumokat igyekszik a saját irányába beállítani. Ennek ellene hat az anyag hőmozgása. A kettő együttes hatására végül is egy dinamikai egyensúly jön létre, amely abban áll, hogy több atom mágneses momentuma áll be túlnyomóan a tér irányába, mint ellenkezőleg. Ezek a kész mágneses momentumok egyrészt az elektronok keringéséből származnak, mivel minden keringő elektron egy kis köráramnak felel meg, másrészt származnak az u. n. elektronspintől is, amelyet nem pontosan, de szemléletesen, mint az elektron tengelye körüli forgását értelmezzük.

Az elektron keringésétől származó mágneses momentumot egész elemi úton kiszámíthatjuk

Alkalmazzuk ismét a $\mu = \frac{if}{c}$ ismert képletet,

ahol most i az áramintenzitás ismét ev -vel egyenlő; v a keringés frekvenciája. (De most az egész frekvencia és nem ennek a mágneses térben fellépő változása.) f viszont ismét $r^2\pi$ -vel egyenlő, tehát

$$\mu = \frac{if}{c} = \frac{evr^2\pi}{c}. \quad (9)$$

Ismét tekintetbe véve a $v = \frac{v}{2\pi r}$ összefüggést, a

$$\mu = \frac{evr}{2c} \quad (10)$$

eredményt kapjuk. Ezen a ponton be kell vezetnünk a Bohr-féle kvantumfeltételeket, mivel v és r nem vehetnek fel tetszőleges értékeket.

Tudjuk, hogy a Bohr-féle kvantumelmélet azt mondja ki (körpályák esetében) hogy a keringő elektron impulzusmomentuma, tehát az mrv szorzat megszorozva még 2π -vel, egyenlő a Planck-féle

állandó (h) egészszámú többszörösével, vagyis képletben

$$2\pi mrv = hk, \quad (11)$$

ahol k egy egész szám. (11)-ből kifejezhetjük rv -t és ezt betehetjük a (10) képletünkbe, ekkor a

$$\mu = \frac{ehk}{4\pi mc} \quad (12)$$

összefüggést kapjuk, amelyből mindjárt látjuk, hogy egy elektronspín mágneses momentuma, mindig a

$$\mu_0 = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (13)$$

momentum egészszámú többszöröse. (13)-at nevezzük Bohr-féle magnetonnak. Ha nem kör, hanem ellipszispályáról van szó, képleteink akkor is érvényesek maradnak, avval a különbséggel, hogy k most a mellékkvantumszámot jelöli. Érdekes dolog, hogy a tapasztalat szerint nem a (11)-ből kiszámított k -t, hanem ennek eggyel csökkentett értékét (l) kell használnunk. Ezt a paradoxont a Bohr-elmélet nem, hanem csak a hullámmechanika tudta megmagyarázni.

Megemlítjük még, hogy a (12)-ben megadott mágneses momentumhoz természetesen szükség-szerűen tartozik egy

$$G = mrv = \frac{hk}{2\pi} \quad (14)$$

nagyságú mechanikai momentum.

Az elektronspintől származó mágneses momentum elmélete valamivel bonyolultabb. Elsősorban is a tapasztalat szerint ezen »forgómozgás«-hoz nem egész, hanem feles kvantumszám tartozik, tehát (14) analógiájára itt

$$G = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{1}{2}. \quad (15)$$

Ebből viszont összehasonlítva (12)-öt és (14)-et az következne, hogy itt

$$\mu = \frac{eh}{4\pi mc} \cdot \frac{1}{2} \quad (16)$$

nagyságú mágneses momentum lépne fel, de ez nem igaz, a tapasztalat szerint a spinhez

$$\mu = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (17)$$

nagyságú mágneses momentum tartozik, tehát egy egész Bohr-féle magneton, vagyis a spin esetében a mechanikai momentumhoz dupla mágneses momentum tartozik. Erre a ferromágnesség elméletében döntő jelentőségű tényre, amely a Bohr-elmélet szerint teljesen érthetetlen, csak Dirac elméleti vizsgálatait vetettek fényt.

Megemlítjük még, hogy az elektronspín és az elektronspín mechanikai momentumai, mint vektorok adódnak össze, és ezen körülmény folytán az eredő mágneses momentum Bohr-magnetonokban kifejezve általában nem lesz egész szám.

Jelöljük most ezt az eredő mágneses momentumot μ -vel, akkor a klasszikus Boltzmann-féle

statisztika alapján rögtön kiszámíthatjuk, hogy a gáz egy köbcentiméterének, amelyben N számú molekula van, mekkora lesz a mágneses momentuma, amely, amint már említettük, egyrészt onnan származik, hogy ezek a mágneses dipólusok igyekeznek beállni a külső tér irányába, de ennek a hőmozgás ellene hat. A számítás elvégzése után, amelyet nagyon megkönnyít az, hogy itten a külső mágneses teret csak mint kis perturbációt kell tekintetbe vennünk, tehát sorbafejthetünk és a sorbafejtésnél megelégedhetünk az első taggal, a következő képletet kapjuk a kérdéses anyag 1 cm^3 -ben fellépő mágneses momentumra

$$M = \frac{1}{3} \frac{N\mu^2}{kT} H, \quad (18)$$

ahol μ egy molekula mágneses momentuma, k a Boltzmann-féle konstans, amely az abszolút gázállandónak és a Loschmidt-féle számnak (az egy gramm-molekulányi anyagban levő molekulák számának) a hányadosa és T az abszolút hőmérséklet. (18) képletünket, amely teljesen klasszikusan lett bevezetve, két okból kell még korrigálnunk. Először is ha j -vel jelöljük az u. n. belső kvantumszámot, tehát a mellékkvantumszám (l) és a spin-kvantumszám (s) vektori eredőjét, akkor a szigorú kvantumelméleti számítás szerint (18) jobb-

oldalához még egy $\frac{j+1}{j}$ alakú faktor járul,

azonkívül mivel a pálya és spin mechanikai momentumaihoz, amint láttuk, különböző mágneses momentumok tartoznak, Landé még egy g -faktor-nak nevezett korrekciós faktort csatolt a μ -höz. Ennek a g faktornak a levezetésére itt nem akarunk rátérni, mivel túlságosan hosszadalmas és azért csak az alakját adjuk meg

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (19)$$

Mindezek alapján végül (18) helyett a következő, most már egészen szigorú képletét nyerjük:

$$M = \frac{1}{3} \frac{N\mu^2 g^2 (j+1)}{kTj} H. \quad (20)$$

A paramágneses szuszceptibilitás innen

$$\chi = \frac{1}{3} \frac{N\mu^2 g^2 (j+1)}{kTj}. \quad (21)$$

Ha a szuszceptibilitást itt is ugyanúgy, mint ahogyan azt a diamágneses anyagoknál tettük, nem egy cm^3 -re hanem egy gramm-molekulányi mennyiségre vonatkoztatjuk, akkor azt találjuk, hogy a paramágneses szuszceptibilitás a diamágnesesnél általában három nagyságrenddel nagyobb (és ellenkező előjelű) tehát cgs egységekben 10^{-3} körül van. A diamágneses jelenségek tárgyalásánál említettük továbbá, hogy ezek az anyagnak általános tulajdonságai, ezzel szemben a paramágneses jelenségekről azt kell mondanunk, hogy ezek úgyszólván »kivételesek«. Hogy ennek okát beláthassuk, gondoljuk meg a következőket:

A diamágneses jelenségek úgy jönnek létre, hogy a külső mágneses tér a keringő elektronok keringési frekvenciáját megváltoztatja. A fellépő effektus mindig ugyanolyan előjelű. Vegyük pl. azt az egyszerű esetet, hogy két elektron ugyanolyan nagyságú pályán, de ellenkező irányban kering. A külső mágneses tér ekkor az egyiknek a keringési frekvenciáját növeli, míg a másikat csökkenteni fogja; mindkét pálya esetében tehát a fellépő járulékos mágneses momentumok ugyanolyan előjelűek és azért numerikusan összeadódnak.

A paramágneses jelenségeknél is azt gondolhatnók, hogy ezek is szükségképpen minden anyagnál fellépnek, mivel minden anyagban vannak keringő elektronok és ezeknek szükségképpen van pálya- és spinmágneses momentumuk. Ezen utóbbi dolgok tényleg igazak, azonban az anyag felépítésében az elektronok úgy »szeretnek« elhelyezkedni, hogy a pályától és a spintől származó mágneses momentumaik páronként mindig le-rontják egymást, ez általában már egy atomnál is így van. Ha az atom felépítésénél még marad páratlan elektron, akkor ez a molekula- vagy kristályrácsképződésnél találja meg az antiparallel párját, tehát az eredő mágneses momentum megint csak eltűnik. Csak ha kivételes okokból egy elektron nem tud ilyen párra szert tenni, akkor lépnek fel a paramágneses jelenségek. Ilyen páratlan elektronok, amelyeket francia fizikus kollégáink »electron celibataire«-nek neveznek, vannak például a vasatomban, a vassók ezért paramágnesesek. (A vasnak magának a ferromágneses viselkedésére később még reátérünk.) Normális hőmérsékleten gázalakú paramágneses test, amelyeket a kémikus könnyen elő tud állítani, tulajdonképpen csak kettő van, az egyik az O_2 , a másik az NO . Az oxigéngázban minden molekulában két elektron spinje (az alapállapotban) nem antiparallel hanem meglepő módon egymáshoz parallel áll be, ennek folytán mágneses momentumaik összeadódnak és ezért az oxigéngáz paramágnesessé lesz. Az NO -nál viszont az a helyzet, hogy mivel az O atomnak 8, míg az N atomnak 7 elektronja van, egy elektronnak szükségképpen nem lehet párja és ez okozza a paramágneses jelenségeket.

(21) képletünk alapján a paramágneses szuszceptibilitás az abszolút hőmérséklettel fordítva arányos, tehát csökkenő hőmérséklettel erősen nő. A folyékony oxigén ezért igen erősen paramágneses, még pedig annyira, hogy ha egy erős elektromágnes sarkait folyékony oxigénbe mártjuk és aztán ismét kiemeljük, akkor rajta egy, a pólusokat összekötő folyékony oxigénből álló hurka marad.

Teljesség okából azonban meg kell még jegyeznünk, hogy van u. n. gyenge paramágnesség is, amely általában ugyanolyan nagyságrendű effektus, mint a diamágnesség és amelyet már nem ír le a (21) képletünk. Ez jelenlegi tudásunk szerint két különböző okra vezethető vissza. Az első az u. n. magasfrekvenciájú paramágneses polarizálhatóság, mely az elektromos polarizál-

hatóság teljes analogonja és amelyet Van Vleck fedezett fel. A cobaltaminok gyenge paramágnességének valószínűleg ez az oka. A másik ok arra vezethető vissza, hogy a fémek belsejében egy kvaziszabad elektrongáz van. Igaz ugyan, hogy a Fermi-Dirac statisztika szerint, amelyet itt alkalmazni kell, ezen elektronok is páronként ellenkező spinekkel lépnek fel és azért egymás mágneses hatását lerontják, de a legnagyobb energiájú elektronok közt már lesznek olyan (kevésszámú) elektronok, amelyeknek már nincsen párjuk és ezért ezek spinmágneses momentumát be tudja állítani a külső tér. Egyes fémek, mint például az alkáliák gyenge paramágnességét valószínűleg ez a körülmény magyarázza meg.

Amint már említettük a ferromágneses jelenségek fenomenológiailag mint valami igen erősen felfokozott paramágnesség jelentkeznek és mivel a paramágneses jelenségek tárgyalásánál láttuk, hogy ezeket úgy a pálya mint a spin mágneses momentuma, vagy mindkettő is előidézhetheti; felvetődik legelőször az a kérdés, hogy ez a ferromágneses anyagoknál hogyan van. Ennek a kérdésnek az eldöntésére a segítségünkre jön az a körülmény, hogy amint már említettük, a spin mechanikai momentumához dupla mágneses momentum tartozik, tehát a kettő viszonyának a méréséből el tudjuk dönteni a felvetett kérdést. A mérés elve a következő: Ferromágneses anyagból készült és hosszirányában mágnesezett rudat hossz tengelye irányába torziós fonálra akasztunk, azután egy erős elektromágnes segítségével ellenkező irányba mágnesezzük át. A mágneses momentum változásának megfelelő impulzusmomentumváltozást ekkor a rúd anyaga veszi fel, az tehát az átmágnesezéskor előfordul, addig amíg azt a torziós fonál engedi. Ilyen módon elvileg mérni lehet a mágneses és mechanikai momentum viszonyát. A várható effektus azonban olyan kicsiny, hogy a kísérlet tényleg ilyen egyszerűen nem végezhető el, hanem rezonanciamódszert kell alkalmazni. Ez a híres Einstein—De Haas—Richardson-féle kísérlet, amelynek az volt az eredménye, hogy a ferromágneses jelenségekért kizárólag az elektronspin mágneses momentuma a felelős. Az említett jelenséget ezen szerzők után is nevezték el. (Einstein—De Haas—Richardson effektus). A leírt kísérlet fordítottja, tehát annak az igazolása, hogy forgás révén mágneses momentum is lép fel, sikerült Barnettnek. (A Föld mágneses momentumát azonban ilyen módon nem lehet megmagyarázni, mivel ehhez az effektus tíz nagyságrenddel túl kicsiny.) Legújabb időben azonban amióta ultrarövid hullámokat tud a technika előállítani, sikerült az u. n. ferromágneses rezonancia mérése és ebből olyan eredmények adódtak, amelyek arra látszanak utalni, hogy a ferromágneses jelenségek létrehozásában a pálya mágneses momentumának is lehet egy csekély szerepe. Lehetséges azonban, hogy ezen megfigyelésnek, mellyel a következőkben nem fogunk foglalkozni, pusztán másodlagos okai vannak.

Annak a tapasztalatnak a megmagyarázására, hogy a ferromágneses anyagok miért mutatják olyan óriási mérvben felfokozva a paramágneses tulajdonságokat, először P. Weiss dolgozott ki egy elméletet, amely fenomenologikusan a legkitűnőbbben bevált. Weiss szerint a ferromágneses anyag belsejében az egyes atomok elemi mágneses momentumainak a mágneses kölcsönhatása olyan erős, hogy ezek egymást kölcsönösen egymáshoz párhuzamosan tudják beállítani, és azért a ferromágneses anyag mindig a telítettségig van mágneseselve. Hogy mi ezt a mágnesezettséget nem észleljük, annak az az oka, hogy minden ferromágneses anyag ilyen telítettségig mágnesezett elemi tartományokból áll, de makroszkópicusan nem mágnesezett állapotban ezek mágnesezettségeinek az irányai rendszertelenül oszlanak el és azért makroszkópicusan kiközepelednek. A ferromágneses anyagoknál a mágnesezés processzusa tehát pusztán abban áll, hogy ezen elemi és már a természetükönél fogva a telítettségig mágnesezett tartományok mágnesezettségi irányait rendezzük.

Amint már említettük, ez a Weiss-féle elmélet a ferromágneses jelenségek leírására a legkitűnőbbben bevált, de ennek ellenére is van egy nagy elméleti nehézsége. Ha t. i. tényleg egy atom elemi spinmágneses momentumát a szomszédainak a mágneses tere állítja be, akkor erre az anyag belsejében az u. n. Lorentz-féle belső tér hat, amelynek elméletét a fizikusok különösen a dielektromos jelenségekkel kapcsolatban dolgozták ki. Ezen elmélet szerint, ha M -mel jelöljük a térfogategység mágneses momentumát, akkor MN nagyságú erő hat a szomszédok kölcsönhatása révén egy atom mágneses momentumára, ahol

$$N = \frac{4\pi}{3} \text{ a belső tér konstansa. A ferromágneses}$$

anyagoknak a Curie-hőmérsékletük felett mért paramágneses szuszceptibilitásából viszont könnyen kiszámíthatjuk a bennük (ferromágneses állapotban) fellépő belső tér konstansát és azt a meglepő eredményt kapjuk, hogy ez például vasnál 3500 és nikkelnél 14 000! Ezeket az értékeket tehát teljesen lehetetlen összhangba hozni az

$$\text{elméletileg levezetett } N = \frac{4\pi}{3} \text{ értékkel. Igaz}$$

ugyan, hogy a Lorentz-féle belső tér alapján végzett számítások szigorú pontosságához, (mivel ezek a kontinuumelméleten alapulnak), sok szó fér (és erre újabb időben különösen az u. n. ferroelektromos jelenségek utalnak), de azért nagyságrendileg nem lehetnek helytelenek és ezért ilyen módon egy 3—4 nagyságrendet kitevő eltérést elmélet és kísérlet közt nem lehet megmagyarázni.

Itt tehát úgy látszik, hogy egy reménytelen ellentmondás van, a Weiss-elmélet fenomenologikusan beválik, de az elmélet a belső tér konstansának posztulált értékét nagyságrendileg képtelen megmagyarázni. A klasszikus elmélet és a Bohr-féle kvantumelmélet teljesen tehetetlenül

álltak ezen ellentmondással szemben, míg azután a hullámmechanika felfedezése után Heisenbergnek sikerült ezen paradoxonra fényt derítenie. Heisenberg szerint nem az elemi spinmágnesek mágneses tere állítja ezen kis mágneseket egymáshoz parallel, ehhez ezek tényleg 3–4 nagyságrenddel kicsinyek, hanem a speciális kvantummechanikai u. n. kicserélődési erők, amelyek viszont elegendő nagyok.

Messzire vezetne, ha ezen kicserélődési erők elméletét a kvantummechanika alapján akarnók levezetni és ezért csak a következők megjegyzésére szorítkozunk, hogy a jelenség fizikai mibenlétét vizsgáljuk: Tekintsük egyszerűség okából két atom kölcsönhatását, amelyek mindegyikében a mag körül csak egy elektron kering. Mármint a kvantummechanika szerint, ha ezen két elektron spinjei ellentett irányúak, akkor a töltésfelhők nagy része (a kvantummechanika szerint már nincsenek különálló Bohr-féle pályák, hanem az elektron töltése bizonyos mérvben „el van kenve”) a két mag közt foglal helyet, viszont ellenkezőleg, ha a két spin iránya parallel, akkor éppen a két mag közt van a legkisebb töltés. A kicserélődési integrál tulajdonképpen az ezen töltéseloszlásból származó elektrosztatikai kölcsönhatást írja le. Gondoljunk először arra az esetre, hogy a két atom elég közel van egymáshoz és azért az egyik elektronfelhője közel jut a másik magjához és viszont (a spinek ezen esetben természetesen antiparallelek). Az egyik atom magjának pozitív töltése tehát ekkor erősen vonzani fogja a másik elektronfelhőjét és ugyancsak vonzani fogja a másik atom magja az előbbinek a felhőjét. Ilyen módon tehát a kicserélődési integrál negatív lesz (vonzás) és ez a körülmény a spinek antiparallel beállását fogja előidézni. Analóg okoskodással kimutathatjuk, hogy ha a spinek parallel állnak és azért a két mag közt minimális a töltés, a viszonyok megfordulnak, tehát nem vonzás hanem taszítás lép fel. Ezen körülmények magyarázzák meg azt, hogy két hidrogénatom kölcsönhatásakor csak akkor léphet fel vonzás (molekulaképződés), ha a spinjeik antiparallelek és tényleg a hidrogénmolekula diamágneses.

Tegyük most az előbbiekkal szemben fel, hogy az atommagok távolságai a kérdéses elektronok »pályái«-hoz képest olyan nagyok, hogy az említett elektronfelhők már csak a széleiken fedik egymást. Ha most is antiparallelek a spinek, akkor szemléletesen rögtön beláthatjuk, hogy a kicserélődési integrál nem lehet negatív, a két mag elektrosztatikus taszítása és főképp a két elektronfelhő elektrosztatikus taszítása most t. i. túlnyomó az egyik magnak a másik elektronfelhőjére gyakorolt vonzó hatásával szemben. A kicserélődési integrál tehát pozitív lesz. Evvel szemben ha a két spin parallel áll, a viszonyok ismét megfordulnak. (A kicserélődési integrál előtti előjel ellenkezőre változik.) Ezek a szemléletes megfontolások Bethe-től származnak. Leszögezhetjük tehát azt a tényt, hogy ha a kicserélődési integrál negatív,

a spinek antiparallel állnak be (hidrogénmolekula), míg ha pozitív, a spinek egymáshoz parallel állnak be és ez Heisenberg szerint a ferromágneses jelenségek oka. Látjuk tehát, hogy az előbb említett paradoxon a kvantummechanika alapján hogyan oldódik meg, a Weiss-féle elmélet teljesen helyes, ha egyszerűen az atomi mágnesek vélt mágneses kölcsönhatását az elektronok kicserélődési kölcsönhatásával pótoljuk.

Ezen elméleti kérdés tisztázása után már reá térhetünk a ferromágneses jelenségek részletes megbeszélésére. Tudjuk, hogy az elemek Mendelejev-féle periódusos rendszerében a rendszámnak az a jelentése van, hogy ez a kérdéses elem atommagja töltésének a nagysága elektrontöltésekben kifejezve (ellenkező előjellel). A semleges atom körül azonkívül ugyanannyi elektron kering, mint amekkora a rendszám. Mivel tehát a vas a 26-os, a kobalt a 27-es és a nikkel a 28-as rendszámú elem, azért a vasatom magja körül 26, a kobalté körül 27 és nikkelé körül 28 elektron kering.

A főkvantumszám értelméről már beszéltünk és tudjuk, hogy körpályák esetében ez már egyedül jellemzi a pályát, ha azonban ellipszis pályákat is tekintetbe veszünk, akkor két kvantumszámot kell bevezetnünk, a radiális (r) és az azimutális (k) kvantumszámot. Ez avval függ össze, hogy síkban való mozgást egy síkbeli polárkoordináta-rendszer (r, ϑ) segítségével írhatunk le; r változásához tartozik a radiális, ϑ változásához az azimutális kvantumszám. A kettő összege egyenlő a főkvantumszámmal, tehát

$$n = r + k. \quad (22)$$

(22) miatt elég pl. n -et és k -t megadni. A kvantummechanika alapján aztán kiderült, hogy az azimutális kvantumszámot eggyel csökkenteni kell, ezt a kvantumszámot nevezzük mellékvantumszámmal (l). Tehát

$$l = k - 1. \quad (23)$$

Az l különböző értékeivel rendelkező elektronokat még a spektroszkopikusok régi jelöléseinek megfelelően, különböző betűkkel jelöljük, ha $l = 0$ akkor s -elektronokról beszélünk, ha $l = 1$, akkor p elektronokról, ha $l = 2$ akkor d -elektronokról, ha $l = 3$, f -elektronokról, és így tovább. Ez az l kvantumszám azután egy külső mágneses tér hatására úgy áll be a térirányhoz, hogy a vetületei erre az irányra pozitív vagy negatív, de egész számok (és nulla). Ezen vetületeket nevezzük mágneses kvantumszámoknak. Így tehát l egy meghatározott értékéhez $2l + 1$ különböző mágneses kvantumszám tartozik, melyeket m -mel jelölünk. Tudjuk továbbá, hogy az elektronnak spinje is van és ez is beállhat egy kitüntetett irányhoz parallel vagy antiparallel. Mindezek alapján leszögezhetjük azt a tényt, hogy minden elektronnak négy (n, l, m és s) kvantumszáma van, s -sel jelöljük a spinkvantumszámot. Pauli elve viszont kimondja, hogy egy atomon belül nem lehet két olyan elektron, amelyeknek mind a négy

kvantumszáma megegyezik. Ezen elv alapján tulajdonképpen az egész periódusos rendszert fel lehet építeni, de nekünk erre csak a három ferromágneses elem esetében van szükségünk, lásuk tehát, hogy az ezeknél a mag körül keringő 26, 27, ill. 28 elektront milyen kvantumú pályákon helyezhetjük el.

Az $n = 1$ -es főkvantumszámú pályához (22) és (23) alapján csak az $l = 0$ mellékkvantumszám tartozhatik. Ekkor a mágneses kvantumszám is csak nulla lehet. A spin azonban még lehet pozitív

és negatív, vagyis $s = \pm \frac{1}{2}$. Így Pauli elve

alapján az $n = 1$ -es főkvantumszámú pályán két elektron helyezhető el. Legyen most $n = 2$, l ekkor 0 és 1 lehet, tehát s és p -elektronok léphetnek fel. Az s pályákon ismét csak két elektronnak van helye, míg p pályákhoz három különböző mágneses kvantumszám tartozik, (mivel $l = 1$, $m = -1, 0$ és $+1$ lehet). Ezt a három állapotot a spin két lehető beállása még mind megduplázza, tehát végül a p pályákon hat elektron lehet és így az $n = 2$ -es főkvantumszámú pályákon nyolc elektron helyezhető el. Az $n = 3$ -as főkvantumszámhoz már három mellékkvantumszám $l = 0, 1$ és 2 tartozik, tehát s , p és d elektronok. Az s és a p pályákon ismét nyolc elektront helyezhetünk el és ezzel 18 elektron felett diszponáltunk. A d pályákon, mivel itt a mágneses kvantumszám $m = -2, -1, 0, +1$ és $+2$ lehet és a spin ezeket még megduplázza, összesen 10 elektront helyezhetünk el. A vasnak még fennmarad 8, a kobaltnak 9 és a nikkelnél még fennmaradt 10 elektront tehát el lehetne helyezni ezeken a d pályákon, amelyeket bevett szokás szerint $3d$ pályáknak nevezünk. Az energetikai viszonyok azonban olyanok, hogy még mielőtt a $3d$ héj kezdene betelni, az atommag két elektront a négyes főkvantumszámú s pályákon (tehát a szokásos jelölés szerint a $4s$ pályákon) köt meg és csak azután kezd betelni a $3d$ héj. Ilyen módon tehát 20 elektron van elhelyezve és ezért a vasnál a $3d$ héjra csak 6, a kobaltnál 7 és a nikkelnél 8 elektron jut. A vasnál a 6 db $3d$ elektron közt 5-nek a spinje egymáshoz parallel áll és csak a 6-é antiparallel, a kobaltnál 5-é parallel és kettőé antiparallel és végül a nikkelnél 5-é parallel és 3-é antiparallel. Ilyen módon tehát a vasnál 4, a kobaltnál 3 és a nikkelnél 2 nemkompenzált elektronspin marad, amelynek a mágneses momentuma ennél fogva érvényre jut. Mindezen adatok az említett elemekre nem fémes szilárd állapotban, hanem a szabad atomokra vonatkoznak. Fémes állapotban a külső elektronok elhelyezkedése kissé más, amint azt még látni fogjuk. Joggal felmerülhet persze a kérdés, hogy honnan tudjuk mi olyan jól az említett, a szabad atomokra vonatkozó dolgokat. Erre vonatkozólag csak azt jegyezzük meg, hogy az említett adatokat a kérdéses elemek spektrumából és kémiai viselkedéséből tudjuk leolvasni.

Kérdés már most, hogy hogyan tudjuk megállapítani, hogy az említett elektronkonfigurációk hogyan módosulnak, ha a kérdéses atomok fémrácsot építenek fel. Ezen kérdés eldöntésére először is segítségünkre jön az a körülmény, hogy az Einstein—De Haas—Richardson-effektus és a Barnett-effektus alapján arra következtettünk, hogy a ferromágneses jelenségekért kizárólag az elektrospinnek mágneses momentumai felelősek. A kérdéses ferromágneses anyag telítettségi mágnesezettségét viszont könnyen lehet mérni, jelöljük ezt a mennyiséget J_0 -al. Legyen továbbá A a szóbanforgó ferromágneses elem atomsúlya, s a sűrűsége, L az atomok száma egy grammatomnyi

anyagban és $\mu_B = \frac{e h}{4 \pi m c}$ a Bohr-féle magneton

nagysága, akkor a ferromágneses fém egy atomjára nyilván

$$b = \frac{J_0}{s} \frac{A}{L} \frac{1}{\mu_B} \quad (24)$$

számú magneton, tehát ugyanannyi nemkompenzált spinmomentum esik.

Ilyen módon (J_0 mért értékeiből) meg lehetett állapítani, hogy a fémes vasban egy atomra 2,2 Bohr-féle magneton esik. Ennek tehát úgy kell létrejönnie, hogy a szabad vasatom két db $4s$ elektronjából csak ezek 0,3 része marad a $4s$ állapotban, míg 0,7 részük a fémrács felépítésekor a $3d$ állapotba megy át. Amint megbeszéltük a szabad vasatomban 5 db $3d$ elektron spinje áll parallel, míg 1-é antiparallel. Ehhez az utóbbihoz járul most még a kétszer 0,7 elektron, úgy hogy az antiparallel állapotban összesen 2,4 elektron lesz. Mivel azonban a mért momentum 2,2 és nem 2,6, amint annak az előbbi adatok alapján lennie kellene, azért az 5 parallel spinű elektronból is még 0,2 átmegy az antiparallel állapotba és így adódik az atomonkénti 2,2 magneton. A kobaltnál a szabad atom 2 db $4s$ elektronjából a fém keletkezésekor csak ezek 0,35-része marad meg, míg a kétszer 0,65 elektrontöltés az antiparallel d állapotba megy át és mivel itt eredetileg két elektron volt, most 3,3 lesz. A $3d$ héjban tehát 1,7 nemkompenzált spin marad, amint ez a kobalt mért telítettségi mágnesezettségéből következik is, ill. ebből számították visszafelé a közölt adatokat. A nikkelnél mért telítettségi mágnesezettségéből viszont az következik, hogy a Ni-fémben egy atomra 0,6 Bohr-féle magneton esik és ezen adatból le lehet vezetni, hogy a fémes nikkelnél keletkezésekor a 2 db $4s$ elektronból egyenként csak 0,3 marad meg, míg a kétszer 0,7 elektrontöltés a $3d$ héj antiparallel állapotába megy át, és mivel itten eredetileg is volt 3 elektron, most 4,4 lesz, ami a parallel állapotban levő öt elektronnal kiadja a 0,6 nemkompenzált elektronspint, tehát ugyanannyi magnetont. Pontosabb mérések szerint a fémes vas magnetonjainak száma 2,22 a kobalté 1,71 és a nikkelé 0,606.

A Bohr-elmélet szerint persze teljes paradoxon lenne feltenni, hogy egy elektron részben az egyik és részben a másik pályán van, mivel az elektron természetesen oszthatatlan, a hullámmechanika szerint azonban ez egyáltalán nem észellenes mivel egy elektron sajátfüggvénye felépülhet a $3d$ és a $4s$ állapot sajátfüggvényeinek lineár-kombinációjából.

Az előbbieket alapján azt is meg tudjuk magyarázni, hogy pl. egyes elemek miért nem ferromágnesesek. Így a réz a 29-es rendszámú elem és kémiai viselkedéséből tudjuk, hogy egy db $4s$ elektronja van, amiből tovább következik, hogy $3d$ elektronja viszont tíz van, vagyis a $3d$ héj teljesen be van töltve, nemkompenzált spin-momentum nem marad, tehát mágneses momentum sem stb.

Egy igen érdekes körülmény, amelyet nem akarunk megemlítenél hagyni, az, hogy vannak egyes ötvözetek, az u. n. Heusler-féle ötvözetek, amelyek ferromágnesesek anélkül, hogy valamelyik komponensük is az lenne. Egy ilyen tipikus példa egy réz-mangán-alumínium ötvözet, amely körülbelül a $(\text{Cu}, \text{Mn})_3\text{Al}$ képlettel írható le és tényleg ferromágneses. A kicserélődési erők elméletének tárgyalásánál említettük, hogy Bethe szerint a kicserélődési integrál akkor lesz pozitív, ha a két atom kérdéses elektronfelhői fedik jól egymást. Ennek alapján az említett ötvözet ferromágnességét meg lehet magyarázni: a fontos szerepet benne valószínűleg a mangánatom játssza, de a mangánban tiszta állapotban az atomok egymáshoz túl közel vannak és azért a kicserélődési integrál negatív, az előbb említett ötvözetben viszont fel vannak hígulva, egymástól tehát messzebb kerültek el, ezért a kicserélődési integrál Bethe megfontolásainak megfelelően pozitív lesz. Ismer ezenkívül a tudomány még több ferromágneses ötvözetet és vegyületet. Az utóbbi időben azonkívül sikerült felfedezni, hogy még egy további elem is ferromágneses és ez a gadolinium. Ez a felfedezés 1935-ben sikerült P. Weiss-nek és munkatársainak, G. Urbain-nak és F. Trombenak. Mivel a gadolinium ritka földfém, egy le nem zárt $4f$ héja van és ez felelős a ferromágneses tulajdonságok felléptéért, hasonlóan mint a Fe, Co és Ni-nél a $3d$ héj. A Gd curie-pontja $16 \pm 2^\circ\text{C}$ körül van, tehát szobahőmérsékleten. Más ritka földfémeknél is megfigyeltek már anomálishan nagy paramágnességet és azért lehetséges, hogy alacsony hőmérsékleten még ezek közül is néhány ferromágnessé válik.

Többször felmerült már az a probléma, hogy nem volna-e lehetséges egy »atommagspinferromágnesség« is, de Fröhlich és Nabarro számításai szerint ez pl. réznél csak 10^{-6} fokkal az abszolút zéruspont felett lenne lehetséges.

Sokáig úgy látszott, hogy a fent leírt ismereteink alapján a ferromágnesség problémája legalább is nagy vonásokban lezárult, de közben azután felfedezték az u. n. antiferromágneses jelenségeket. Ezen antiferromágneses anyagokat

röviden az jellemzi, hogy az »antiferromágneses curiepont«-juk felett normálishan paramágnesesek, akár csak egy ferromágneses anyag, a curiepontjuk közelében a szuszeptibilitásuk azonban nem hogy erősen nőne, hanem ellenkezőleg erősen fogy és alatta igen kicsiny marad. Fajhőanomáliájuk a curiepontjuk közelében viszont egészen hasonló van, mint a ferromágneses anyagoknak. A FeO , a CoO , a NiO , a MnS , a MnO_2 , a FeF_2 , a FeCl_2 , a NiCl_2 , a CoCl_2 stb. tipikus példái ezen antiferromágneses viselkedésnek. Ezen új jelenség elméletét főképp Néel, Van Vleck és Bitter dolgozták ki teljesen a Heisenberg-elmélet alapján. Szerintük az antiferromágnesség úgy jön létre, hogy a kicserélődési integrál nem pozitív, mint a ferromágneses anyagokban, hanem ellenkezőleg negatív (mint a H_2 molekulában) és ezért páronként egymáshoz antiparallel állítja a spineket. Vagyis a spinek szempontjából a kristályrács két alrácra bomlik, mindegyikben egymáshoz képest parallel állnak a spinek, de a két rácsban ellentett és ez a két rács egymásba van tolva. Ennek a tisztán elméleti megfontolásnak az újabb időben egy igen szép kísérleti igazolását sikerült találni. Tudjuk, hogy a röntgenfényt az atom körül keringő minden elektron szórja és a nyert diffrakciós képből visszafelé ki tudjuk számítani a rácsállandót; ezt a mérést az antiferromágneses tulajdonságok nem befolyásolják, mivel az elektronspin iránya nincs hatással a röntgenfény szórására. Újabb időben, amióta elég éles és homogén neutronsugarakat tudunk előállítani, ezekkel is lehet kristályszerkezetet vizsgálni. A neutronsugarak szórásánál szemben a röntgensugarakkal, azonban nem az elektronok töltése, hanem éppen a spinje a döntő, mivel a neutronnak csak mágneses momentuma van, amelyre hat az elektronspin mágneses momentuma, míg töltése a neutronnak nincs. A neutronsugarak szempontjából tehát az antiferromágneses anyag rácsa dupla rácsállandójú, mivel csak ilyen dupla távolságra parallelek a spinek. És tényleg neutronsugarakkal vizsgálva az antiferromágneses anyagokat a diffrakciós képből (szemben a röntgendiffrakciós képpel) dupla rácsállandók adódnak. Teljesség okából még megemlítjük, hogy egyes antiferromágneses anyagok rácsa nem két, hanem több alrácra bomlik.

Legújabb időkben az antiferromágnességnek még egy újabb és igen érdekes fajtáját fedezték fel, amely abban áll, hogy egyes anyagoknál a két alrácban, amelyről említettük, hogy bennük a spinek parallelek, nincs ugyanolyan számú atom, tehát a mágneses momentumuk sem ugyanakkora és ezért nem tudja egymást teljesen lerontani. Az ilyen anyag tehát makroszkópiusan úgy viselkedik mintha ferromágneses lenne, ezt a jelenséget nevezzük ferrimagnetizmusnak. Ez tehát egy aszimmetrikus antiferromágnesség. A legújabb vizsgálatok alapján igen valószínűvé vált, hogy a pyrrhotin egy ilyen anyag. A pyrrhotin kémiai képlete FeS , de általában mindig egy kissé

több kén van benne, de ez képletben nem adható meg jól. Az említett vizsgálatok szerint a pyrrhotinban a vasatomok két alrácsot képeznek, amelyben a spinek parallel állnak, de a két rácsban egymáshoz képest ellentetten, az egyik rácsból azonban egyes vasatomok hiányzanak (a helyük üres és ezért találták a vegyészek, hogy ezen ásványban túl sok a kén) és azért a két rács mágneses szempontból nem kompenzálja ki egymást teljesen és innen származik a pyrrhotin ismert gyenge ferromágnessége.

A legelőször felfedezett és a legismertebb képviselője azonban a ferrimágneses anyagoknak a magnetit (Fe_3O_4). Ez az ásvány az ú. n. spinelltípusban kristályosodik, amelynek a legismertebb képviselője a MgAl_2O_4 (Érdekes tehát, hogy éppen az az anyag, amelyen a ferromágnességet felfedezték, tulajdonképpen nem ferromágneses). A spinelltípusú rácsban az O atomok egy felületen centrált rácsot képeznek, amelynek a hézagait aztán a fémionok töltik ki, mégpedig úgy, hogy a kétvegyértékű fémionok (példánkban a Mg-ionok négy O-atom által képezett üregekben vannak egy tetraéderrácsban elhelyezve, míg a háromvegyértékű fémionok (példánkban az Al-ionok) hat szomszédos O-atom által létesített üregekben, tehát egy oktaéderrácsban. Létezik azonban egy ú. n. fordított spinelltípus is. Ezek a két különböző típusú fémionok, amelyek két alrácsot képeznek, nincsenek egyenlő számban jelen és azonkívül nincsenek is ugyanolyan állapotban, tehát ha ferromágnesesek nem tudják egymás hatását teljesen lerontani, a kérdéses anyag tehát ferrimágneses. Napjainkban a tudomány már igen sok ilyen spinelltípusú ferrimágneses anyagot ismer, képletük általában MOFe_2O_3 típusú, ahol M egy kétvegyértékű fémeket jelent. Ezen ferriteknek az a technikai jelentőségük, hogy szemben a

ferromágneses anyagokkal nagy az elektromos ellenállásuk és azért különösen a magasfrekvenciájú elektrotechnikában lehet ezeket sikerrel alkalmazni. Az új brookhaveni cosmotron (szinkrociklotron) rádiófrekvenciás transzformátora pl. már ilyen ferrimágneses anyagból készült.

Mindezek alapján már úgy látszott, hogy Heisenberg elmélete a ferromágneses jelenségeket kifogástalanul megmagyarázza, de a legutóbbi években Zener az egész elmélet alapját kétségbevonta. Szerinte tulajdonképpen csak antiferromágneses jelenségek léteznek, a $3d$ elektronok tehát mindig csak negatív kicserélődési integrállal hatnak egymásra és a ferromágnesség (a vas, kobalt és nikkelnél) csak úgy jön létre, hogy egy $3d$ elektron pozitív ilyen integrállal egy vezetési ($4s$) elektronra hat és ez aztán a szomszédos atom egy $3d$ elektronjára. Tehát a tulajdonképpeni ferromágnesség így két lépésben jönne létre. Zener elmélete mellett látszik szólni, hogy a tulajdonképpeni ferromágneses anyagok mind fémek (tehát a kívánt vezetési elektronok tényleg jelen vannak), míg az antiferromágnesesek nem. Zener elgondolásait, amelyek csak egészen kvalitatívek, Heber elméleti számításai alapján kétségbevonja. Szerinte az említett két lépésben létrejövő kölcsönhatás nagyságrendileg túl kicsiny lenne a ferromágnesség létrejöttének megmagyarázására. Zener legújabb dolgozataiban még tovább ment és a vas egész ferromágnességét, mint egy nem szimmetrikus antiferromágnességet igyekszik megmagyarázni, Heber viszont számításai alapján mindezt kétségbevonja. És a kérdés még teljesen nem tekinthető tisztázottnak és ezért nem is óhajtunk itt vele tovább foglalkozni.

Neugebauer Tibor
Egyetemi Fizikai Intézet
Budapest

Beszámoló a hazai kozmikus sugárzási kutatásokról*

Bevezető

Több mint három éve, hogy hazatértem azzal a céllal, hogy itthon folytassam kozmikus sugárzási kutatásaimat, hogy felépítsek itthon egy intézetet és megindítsak egy kutatócsoportot. Ismeretes, hogy amikor hazatértem, még erdő volt ott, ahol most a Központi Fizikai Kutató Intézet egyes épületei állnak, közöttük az elsőként felépült kozmikus sugárzási laboratóriummal. Ma a korszerű felszereléssel ellátott laboratóriumban egyes kutatások már meg is indultak. Hogy idáig jutottunk, elsősorban pártunk és kormányunk állandó támogatásának köszönhetjük, amely lehetővé tette ezt a rohamos fejlődést. Mielőtt kitérek a kutatások jellegére és felada-

tára, valamint eddigi eredményeinkre, szeretném néhány szóban összefoglalni, hogyan látom én a kozmikus sugárzási kutatások problémáit.

A kozmikus sugárzás terén hosszabb idő óta széleskörű kutatást folytattak és folytatnak ma is az egész világon. Ha a kutatások eredményeit — különösen a korai eredményeket — tanulmányozzuk, feltűnik, hogy mennyi az ellentmondás az egyes kutatási eredmények között és mennyi a helytelen eredmény. Viszonylag későn kezdődött az a periódus, amióta már a legtöbb kutatás olyan színvonalon folyik, hogy kevesebb a helytelen eredmény. Ennek az az oka, hogy a kozmikus sugárzás felfedezése idején a rendelkezésre álló műszerek rendkívül primitívek voltak, úgyhogy az első mérések sokszor nem jutottak túl a nem megfelelő műszerekkel való amatőrkedés színvonalán. Így nagyon sok olyan hiba csúszott be,

* Elhangzott az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1953. nov. 23-án tartott ülésén.

amelyek oka egyszerűen a rossz technikai kivitel volt.

Talán nem felesleges egyes példákon bemutatni, hogy milyen könnyű helytelen eredményekre jutni. Megemlítem például az olasz iskola méréseit, ahol megállapítani vélték, hogy a Rossi-görbe 17 cm-es *Pb* abszorbens vastagságnál egy második maximummal rendelkezik. Közben kiderült, hogy — legalább is azzal a berendezéssel, amellyel ezt a második maximumot megtalálni vélték — ilyen maximum nem mutatható ki, a megállapítás csak mérési hibán alapult. De ez a szerencsétlen mérés rengeteg kutatót félrevezetett és sok felesleges munkát fektettek bele a kérdés tisztázásába. Persze, itt nemcsak az eredeti mérés szerzője volt hibás, hiszen ha a mérések csak megbízható berendezésekkel történtek volna, akkor könnyű lett volna megállapítani, hogy nincs második maximum. De sajnos a második maximum utáni hajsza következtében lehetőség nyílt a használt mérőberendezéseknek rejtett hibáiból adódó téves következtetésekre. Így jónéhány kutató talált második maximumot, mások pedig nem találtak és ebből komoly vita származott.

Számos hasonló példát hozhatnánk fel a fentiek alátámasztására. Ezek között legfontosabb a kozmikus sugárzás periodikus intenzitásváltozásának kérdése. Jelentések érkeztek ilyen elég amplitudójú intenzitásváltozásokról. De különleges módon, ahogy a mérési berendezések megbízhatósága növekedett, a megfigyelt amplitudók csökkentek: kiderült tehát, hogy ezek a nagy változások egyszerűen mérési hibákból adódtak.

Röviden megemlíteném azokat a hazai méréseket, amelyek a föld alatt a sugárzás mindenféle új komponensét vélték felfedezni és nem akarom kihagyni saját magamat sem: éppen dublini tartózkodásom elején, amikor kutatásaimmal siettem, nem megbízható mérések alapján arra a következtetésre jutottam, hogy a kozmikus záporokban könnyű mezonok lényeges szerepet játszanak. Ez a következtetés tökéletesen hibás volt és mint kiderült, a méréseknek nem elég átgondolt kiértékeléséről volt szó.

E tapasztalatok alapján hazatérésem után arra törekedtem, és továbbra is arra törekszem, hogy elsősorban a kutatások és a berendezések minőségét biztosítsam és hogy csak alaposan átgondolt kísérleteket végezzünk, műszakilag tökéletes berendezésekkel. Ennek a programnak, úgy látom szükségszerűen három fázisa kell, hogy legyen.

Először is szükséges volt, hogy a kutatásokhoz szükséges anyagi és személyi feltételeket megteremtjük. Ez részben szervezési kérdés, vagyis be kellett szerezni a kutatáshoz szükséges segédeszközöket, továbbá gondoskodni kellett azoknak a berendezéseknek felépítéséről, amelyeknek beszerzése nem volt lehetséges. Így például szükségessé vált speciális anódpótlók, továbbá oszcillográfok tervezése és építése. Természetesen a fő probléma az ismert koincidencia-antikoincidencia

stb. berendezéseknek olyan irányú módosítása volt, hogy azokat magyar gyártmányú alkatrészekből fel tudjuk építeni. Hogy ezt a feladatot sikeresen oldottuk meg, arra bizonyíték például az a demonstrációs berendezés, amelyet ma este bemutatunk. Meg szeretném említeni a fentiekben túlmenően, hogy a kozmikus sugárzási kutatás jellegénél fogva igen nagyszámú berendezést és ennek következtében nagyon sok építési és műhelymunkát tesz szükségessé. Ezeknek elvégzése a készülékekre vonatkozó elvi kérdések tisztázása után is jelentős időt vesz igénybe.

Ahhoz, hogy a technikai kérdéseket sikerült megoldanunk és ma módunkban áll megbízható készülékeket építeni, amelyeknél nem fenyeget a veszély, hogy egyszerűen a műszaki szempontból fogyatékos berendezések használata miatt téves eredményeket fognak produkálni, nagy mértékben hozzájárult a rendelkezésünkre álló kitűnő műszerészgárda, amelynek tagjai sokéves tapasztalatra tekinthetnek vissza. Különösen öröm számomra, hogy itt alkalmam van megköszönni Kurtha Géza kartársunknak azt az áldozatkész munkát, amelyet számunkra osztályunk műhelyének vezetésével végzett és ezenkívül azt a nagy segítséget, amelyet fiatalabb műszerészeink speciális továbbképzésére fordított fáradozásával nekünk nyújtott.

Többi műszerész kartársaim — akiket nem akarok most névszerint felsorolni — jó és áldozatteles munkájukkal lehetővé tették az intézet rohamos fejlődését. Remélem, hogy az ő közreműködésükkel eredményes munkát fogunk végezni.

Az anyagi feltételek biztosításával kapcsolatban még egy fontos szempontra szeretnék rámutatni. A Központi Fizikai Kutató Intézet, amelynek a mi osztályunk persze csak egyik részlege, azon igyekszik, hogy megszervezen egy központi műhelyt, amelynek az lenne a feladata, hogy az intézetet olyan speciális műszerekkel lássa el, amelyeket vagy nem lehet, vagy nem célszerű beszerezni. A szándék természetesen az, hogy ez a műhely ne kizárólag saját intézetünk szükségleteit elégítse ki, hanem a kölcsönösség alapján más intézeteknek is nyújtson segítséget. Ilyen műhely a korszerű fizikai kutatások keresztülviteléhez feltétlenül szükséges és pl. a kozmikus sugárzási osztályt csakis a műhely által nyújtott műszaki kapacitás segítségével sikerült jelentős mértékben kifejleszteni, amint ez majd munkatársaim beszámolójából ki fog tűnni. A központi műhely gondolata egyébként nem új: a Szovjetunióban a kutatóintézetek mind rendelkeznek ilyen műhelyekkel és ettől függetlenül tudomásom van arról, hogy az amerikai kutatóintézetek is ilyen műhelyek segítségével dolgoznak. Hogy egymástól ilyen távol fekvő intézetek központi műhelyeket alkalmazzanak mutatja, hogy ez a fejlődés szükségszerű. Ezen a helyen szeretnék köszönetet mondani Kurucz György alezredes elvtársnak, aki nagy segítséget nyújtott nekünk a szükséges műszaki feltételek megteremtésében,

ami lehetővé tette Intézetünkben a korszerű kutatások megindulását.

Az anyagi és személyi lehetőségek biztosítása után láthatunk csak hozzá a tényleges kutatómunkához, de itt is rendkívül fontosnak tartom annak kihangsúlyozását, hogy nem szabad azonnal bonyolult kutatásokba fogni, hanem lépésről-lépésre kell a kutatómunkát továbbfejleszteni és így módon a komplikált vizsgálatokat lassan, de biztosan felépíteni. Véleményem szerint nem lehet másképpen megindulni, mint a külföldön már megvalósított kutatások reprodukálásával, úgy-hogy munkánk második fázisa — és ebben a fázisban vagyunk jelenleg — külföldön elért eredmények reprodukálása. Ha sikerül megmutatnunk, hogy a mi berendezéseinkkel a külföldön elért eredményeket pontosan meg tudjuk ismételni, csak akkor lehetünk biztosak abban, hogy berendezéseink megbízhatók, hogy módszereink alaposak, s csak akkor merhetjük új problémák vizsgálatát megkezdeni. Csak ha biztosítva vagyunk afelől, hogy ismert eredményeket reprodukálni tudunk, akkor lehetünk bizalommal általunk elért új eredmények iránt. Ezzel kapcsolatban meg kell állapítani, hogy a kozmikus sugárzási kutatásnak külföldön kb. 25–30 éves multja van és technikája ez alatt az idő alatt igen nagy mértékben fejlődött. A különböző fejlett vizsgálati módszerek elsajátítása ezért egy lelkes, de ilyen-irányú tapasztalatokkal nem rendelkező kutatógárdának komoly feladatot jelent.

Jelenleg munkánk ebben a reprodukciós stádiumban van. Első feladatunk persze az volt, hogy számlálócsöveket építsünk, minthogy tervezett kísérleteinkhez számos számlálócső szükséges. Ezt a problémát Somogyi kartársunk oldotta meg, a számlálócsövek szigorú ellenőrzésére pedig (ismert elvek alapján) Kiss Dezső kartársunk dolgozott ki egy módszert. Így jó számlálócsöveket állítunk elő és meg is tudjuk állapítani, hogy a csövek ténylegesen jók. A csövek birtokában Kiss Dezső kartársunk kísérletsorozatát indított a μ -mezon-

kívánok mondani Náray Zsolt kartársamnak, aki önfeláldozó és kitartó munkájával — más tudományos elfoglaltsága mellett — nagy mértékben segítségemre volt a kutatások beindításában.

Perspektívikusan főleg a kiterjedt záporokkal és azok problémáival fogunk foglalkozni. Programunk kb. megfelel annak a programnak, amelyet röviddel hazatérésem után az 1950-ben megtartott Akadémiai Nagyhét alkalmával az Akadémia előtt vázoltam.

Jánossy Lajos

A referátumok

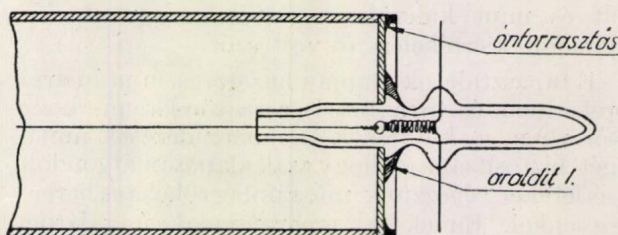
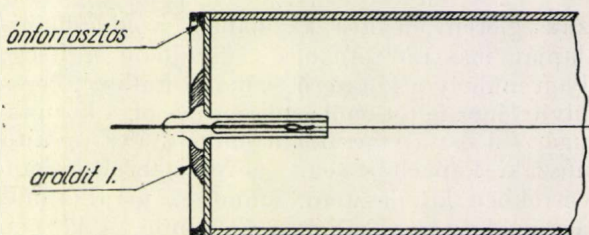
Geiger—Müller-csövek építése kozmikus részecskék számlálására

Egy-egy kozmikus sugárzási kísérlet igen sok (néha több száz) Geiger—Müller-csőnek igen hosszú időn át — hónapokon, néha éveken át — történő folyamatos üzemben tartását kívánja. A Kozmikus Sugárzási Osztály legelső és döntő jelentőségű feladata éppen ezért a megfelelő Geiger—Müller-cső-típus kikísérletezése és nagy mennyiségben való előállításának megszervezése volt.

Jelenleg több mint 200 számlálócső van állandó üzemben osztályunkon, az eddig gyártott csövek száma meghaladja az 1300-at. A feladat megoldásánál nem törekedtünk eredetiségre, hanem az eddig ismert típusok közül a legstabilabb konstrukciót eredményező és a legegyszerűbben előállítható megoldásokat egyesítettük.

Ezért a fémházas típust választottuk, részint mert kevesebb üvegtechnikai munkával jár mint az üvegházas cső s így készítése egyszerűbb, részint mert könnyebben tisztítható, részint mert szilárdabb, részint mert az érzékeny térfogat átmérőjének a teljes átmérőhöz való viszonya nagyobb és így egy felület hézagmentesebben fedhető le fémcsővel mint üvegcsővel.

A cső keresztmetszete a mellékelt ábrán látható.



élettartamvizsgálattal kapcsolatban, Somogyi kartársunk viszont csoportjával kiterjedt zápor-vizsgálatokat végez. Ezzel összefüggésben Nagy László kartársunk kisebb záporok vizsgálatát indította meg azzal a célkitűzéssel, hogy a két kísérletsorozat egybeolvadjon. Kántor kartársunk Wilson-kamrát épít. Ezt a Wilson-kamrát a kiterjedt zápor-kísérletben fogjuk majd felhasználni. E kísérletek részleteiről munkatársaim fognak egymásután beszámolni. Ezen a helyen köszönetet

Az 1 mm falvastagságú vörösrézcső két végén belül esztergált peremre fekszik rá a két zárólap, amit önforrasztás rögzít vákuumbiztosan a csőfalhoz. A cső tengelyében húzódó 0,1 mm átmérőjű wolframszálat egyik végén acélrugó feszíti kb. 500 gr súlynyi erővel és rögzíti a kivezető rézköpenydróthoz, a másik végén közvetlenül csatlakozik a kivezető rézköpenydróthoz. A rézköpenydrótok ólomüvegbe vannak forrasztva, az ólomüveg-nyúlványok egy araldit nevű mű-

gyanta segítségével vannak szilárdan és vákuumbiztosan rögzítve a zárólapokhoz.

A cső belső felületének a tisztítása csiszolás nélkül és savmentesen történik. Oldószereket (benzin, benzol, alkohol) és puha ronggyal való dörzsölést alkalmazunk erre a célra. Ennek az egyszerű eljárásnak a célszerűségére első ízben Jánossy és Rochester mutattak rá. A szál tisztítása alkohollal, az üvegnyúlványok tisztítása híg salétromsavval, vízzel és alkohollal történik.

A csövekben töltés előtt a gáznyomást kb. 10^{-6} hgmm-re szívjuk le, hogy esetleges szivárgásokat könnyen észre lehessen venni. (Egyébként elegendő lenne a nyomást 10^{-3} hgmm-re redukálni.) A töltés 99%-os argonnal és kalciummal abszolútizált alkohol gőzével történik, a szokásos nyomáson: 90 hgmm argon, 10 hgmm alkohol.

Az így elkészített csövek általában 1000 V körül indulnak és (40 mm átmérőjű csöveknél) 250–300 V-os platóval bírnak. Az új csöveknek kb. 60%-a jó, további 20% újratöltéssel javítható, ami arra mutat, hogy ezekben a csövekben jelentős utólagos gázosodás áll be. Ezen az építés alatt álló kifűtő kemence bizonyos mértékig segíteni fog. A fennmaradó 20% hibája többnyire a wolframszáliban van: törött vagy szennyezett szál használhatatlan csövet eredményez. Ritkán bár, de előfordul hiba az araldit-kötésben, vagy a rézköpenydrót forrasztásában, sőt volt már olyan eset, ahol valószínűleg a csőfal maga volt porózus és ez okozta lassú szivárgás útján a cső használhatatlanságát.

Jelenleg egy kutató irányításával egy vezető-technikus és négy laboráns dolgozik a Geiger-Müller-csővek előállításán; havonta átlagosan kb. 100 új GM-cső készül el. A jövő feladatai közül ki kell emelnünk a jelenlegi típus gyártási eljárásának tökéletesítését és újabb speciális típusok kidolgozását.

Elismerés illeti a gyártó csoport valamennyi tagját, köztük első helyen Kenderessy Sándor vezető technikust és Ruff Katalin laboránst, akik a legrégibb idő óta járulnak hozzá lelkiismeretes munkájukkal és nagy szakértelmükkel a gyártás sikeréhez.

Somogyi Antal

A kozmikus sugarak irányszerinti eloszlását demonstráló készülék

A kozmikus sugarak intenzitása legnagyobb a függőleges, legkisebb a vízszintes irányban: bármely a függőleges irányhoz viszonyított α szög alatti kvantitatív értéket jó közelítéssel a következőképp kapjuk:

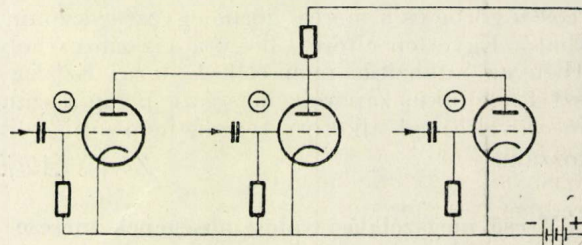
$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

I_0 —a függőleges irányban mért (maximális) intenzitás, amelyet a GM-csővek méretei és távolsága határoz meg.

A mérés kivételére egy hármaskoincidencia berendezés szolgál, azaz egy olyan berendezés, amely csak a készülék három számláló csövének

egyidejű kisléseit regisztrálja. A három GM-cső vízszintes tengely körül forgatható, s így a különböző irányokból érkező sugarak intenzitása mérhető.

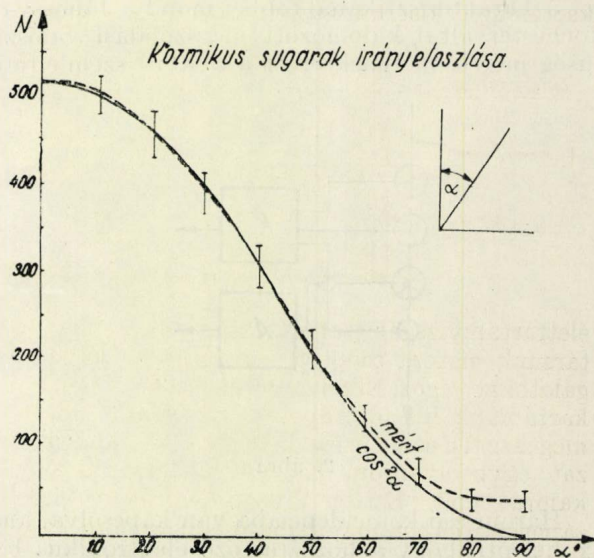
Az elektronika lényeges részét a szokásos Rossi-típusú koincidenziakeverő képezi, melynek kapcsolási vázlatát az 1. ábra mutatja. Láthatjuk az



1. ábra

ábrából, hogy mindegyik GM-cső egy elektroncső rácshoz kapcsolódik. A három elektroncső párhuzamosan van kapcsolva és egy közös ellenálláson keresztül kap anódfeszültséget. Nyugalmi állapotban az elektroncsövek vezetnek s így anódfeszültségük a közös anódfeszültségen nagy feszültségesebbé válik. A nyitott elektroncsövek párhuzamosan kapott ellenállásoknak tekinthetők, melyek eredő értékén nem sokat változtat egyik vagy másik ellenállás értékének megnövekedése. A GM-csővekről érkező negatív jelek lezárják a megfelelő elektroncsövet, azonban a fentieknek megfelelően a három cső eredő ellenállása, és így az anódfeszültség alig változik. Minőségileg más a helyzet, ha mind a három elektroncső egy időben zár le, azaz ha hármaskoincidencia lép fel. Ekkor a lezárt csövek végtelen ellenállást jelentenek, és az anódfeszültség felugrik a telepfeszültségre. A közös anódról tehát csak az utóbbi esetben kapunk számottevő amplitudójú jelet.

Megjegyezzük, hogy a GM-cső jeleit multivibrátorral négyszögesítjük, s csak azután visz-



2. ábra

zük a keverőre. A keverőről kapott jelekkel (némi formálás után) egy mechanikus számlálót vezérlünk.

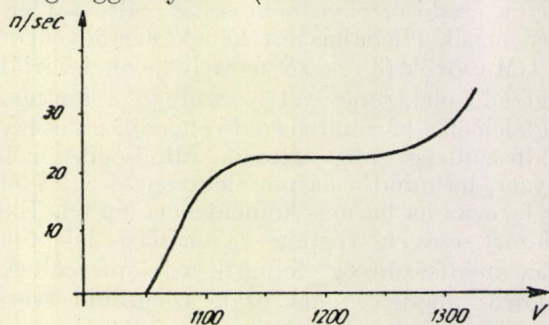
Lényegileg hasonló készülékkel végzett irányeloszlás mérések már régóta ismeretesek az irodalomban. A mi készülékünk demonstrációs célra szolgál. Az irányeloszlást Veres Árpád elvtárs mérte ki, mérési eredményeit a 2. ábra mutatja. A $\cos^2 \alpha$ görbe és a mérési görbe egyezése szemmel látható. Egyetlen eltérés, hogy a vízszintes helyzetben az intenzitás nem esik le 0-ra. Ezt egyrészt a kozmikus záporok, másrészt pedig a számláló csövek által alkotott térszög nem zérus volta okozzák.

Zártos Alajos

GM-cső megszólalási valószínűségének mérése

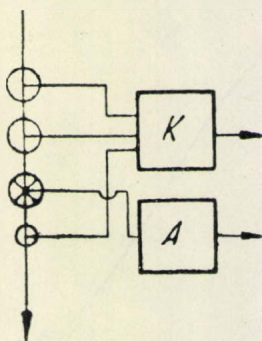
A kozmikus sugárzás kutatásának egyik alapvető mérőeszköze a GM-cső, így intézetünkben folyó munkánk eredményessége nagy mértékben a GM-csövek megbízható működésén alapszik. Tehát szükséges olyan ellenőrző mérés kidolgozása, mely a kozmikus sugárzási mérések szempontjából a legszélesebb körű tájékoztatást nyújtja a GM-cső tulajdonságai felől.

A GM-cső jellemzésére szokás megadni az időegység alatti beütésszámot a csőre kapott feszültség függvényében. (karakterisztika : 1. ábra).



1. ábra

A kozmikus sugárzás mérés szempontjából ennél a karakterisztikánál többet mond a Jánossy-Rochester által kidolgozott megszólalási valószínűség mérés, melynek elvét a 2. ábra szemlélteti.



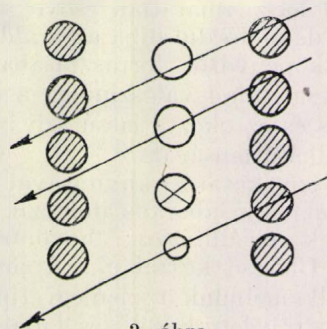
2. ábra

Három cső koincidenzába van kapcsolva, ami azt jelenti, hogy a hozzátartozó elektronikus berendezés csak akkor ad elektromos feszültség-

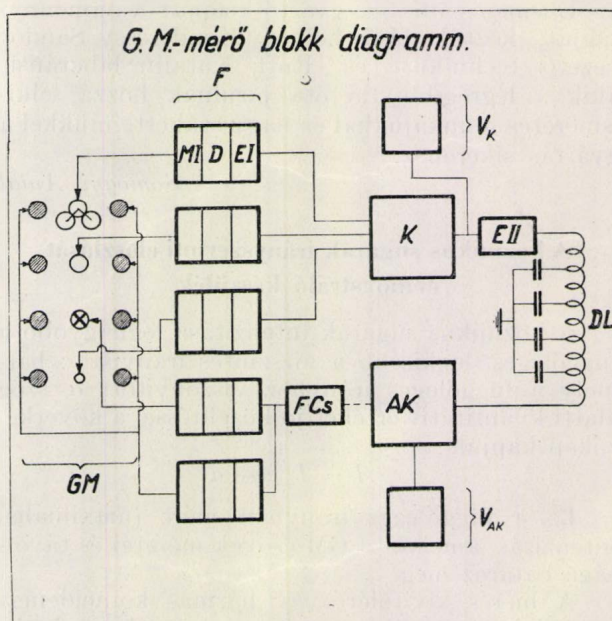
lökést — melyet mechanikus számláló segítségével regisztrálunk —, ha mind a három csővön egyszerre egy ionizáló részecske halad keresztül. A mérendő csövet (X-szel jelölve) egy olyan elektronikus berendezésre kapcsoljuk, mely csak akkor ad feszültség-lökést, ha a három koincidenzácső egyszerre megszólal, de ugyanakkor a mérendő cső nem. Ezt antikoincidenzá kapcsolásnak nevezzük.

A geometriából látható, hogy ha az ionizáló részecske mind a három koincidenzácsővön keresztül halad, akkor szükségképpen a mérendő csővön is kell hogy keresztül haladjon. Ha ennek ellenére a mérendő cső nem szólal meg — a nem 100 %-os megszólalási valószínűség következményeként — úgy a hozzátartozó elektronika egy feszültség-lökést ad, melyet egy mechanikus számláló segítségével regisztrálunk. Másszóval az antikoincidenzá megadja azt a számot, mely megmutatja, hogy hány olyan esemény lépett fel, mely a koincidenzácsöveket megszólaltatta, de a mérendő csövet nem. Tehát az antikoincidenzá száma jellemző a cső megszólalási valószínűségére.

Az eddigiek alapján az antikoincidenzá kizárólagos okát a GM-cső rossz megszólalási valószínűségében láttuk, ez persze a valóságban nem egészen így van. Ugyanis több olyan jelenség van



3. ábra



4. ábra

mely téves antikoincidenziákat eredményezhet, azaz olyan antikoincidenziát, amely nem írható a mérendő cső rovására. A három koincidenziacsővön egyszerre halad keresztül egy-egy ionizáló részecske, de a mérendő csővön nem, ami antikoincidenziát eredményez és nem írható a mérendő cső rovására. Ezt a jelenséget az ú. n. kozmikus oldalzáró okozza (3. ábra) E téves eseteket úgy zárjuk ki, hogy a koincidenziacsöveket körülvevesszük árnyékoló csövekkel, melyek egymással és a mérendő csővel parallel antikoincidenziába vannak kapcsolva.

A 4. ábrán vázoljuk a készülék blokk diagramját a következő megjegyzésekkel:

a) A felső koincidenziacső a térszög jobb kihasználása érdekében három párhuzamosan kapcsolt csőből áll.

b) A legalsó koincidenziacső a jó geometria érdekében kisebb és rövidebb átmérőjű, mint a többi.

c) A szaggatott vonal azt jelenti, hogy eredményjelet a kérdéses fokozatokból csak a szaggatott vonal mentén terjedő jel hiánya esetén kaphatunk (antikoincidenzia).

d) F formálókör, mely áll MI kioltó multivibrátorból, D differenciáló erősítőtől, EI fázisfordító erősítőtől.

A koincidenzia formálókörök $2 \mu\text{sec}$ -os negatív, az antikoincidenzia formálókörök pedig kb. $10 \mu\text{sec}$ -os negatív jelet adnak ki kb. 50 V -os amplitudóval.

K Rossi típusú koincidenziakeverő, mely pozitív, kb. 50 V -os amplitudójú jelet ad ki, diszkriminációs ténylezője kb. 10 .

EII Fázis fordító erősítő, mely egyben a DL késleltető vonalat táplálja. DL segítségével a koincidenziajelet kb. $1 \mu\text{sec}$ -al megkésleltetjük, hogy tökéletes antikoincidenzia lefedést érjünk el.

AK Rossi típusú antikoincidenziakeverő, mely F_{cs} fordítócső után kap pozitív kioltó jelet.

V Végfokozat, mely jelhosszabbító multivibrátorból, végcsőből és telefonszámlálóból áll.

Intézetünkben jelenleg három készülékkel mérünk üzemszerűen GM -csövet. A mérés úgy történik, hogy előzőleg kb. egy napon át a csöveket feszültség alá helyezzük, majd 20 perces mérésekkel megmérjük a megszólalási valószínűséget, az

indulási feszültség felett $50, 100, 150$ és 200 V -on. A kapott megszólalási valószínűséget a négyzetgyökös hibával együtt grafikusán ábrázoljuk. (5. ábra). Egy készülékkel átlagban naponta 4 GM -csövet tudunk kimérni.

A készülékeken szerzett tapasztalatok alapján új GM mérő kísérletezése van folyamatban, amelyen több konstrukciós és szerelési módosítást fogunk végrehajtani.

Megemlítem még Zártos kartársat, aki a készülékek építésénél és üzemeltetésénél komoly munkát végzett, valamint Halmosné elvtársnőt, aki az üzemszerű méréseket végzi.

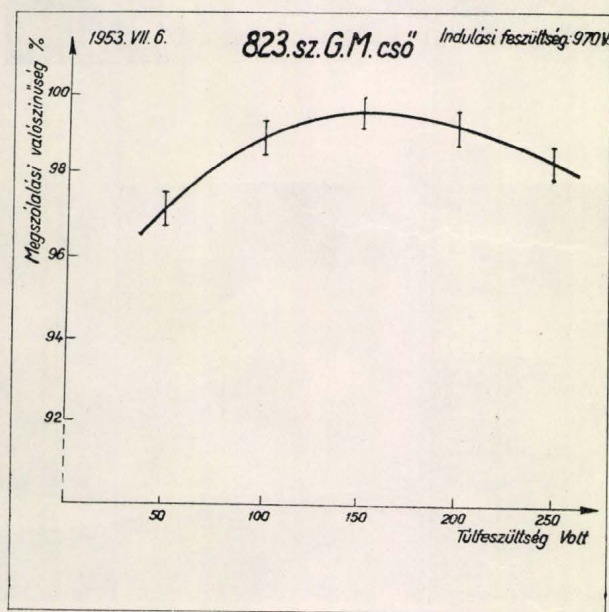
Szivek János

A μ -mezon bomlásidejének mérése

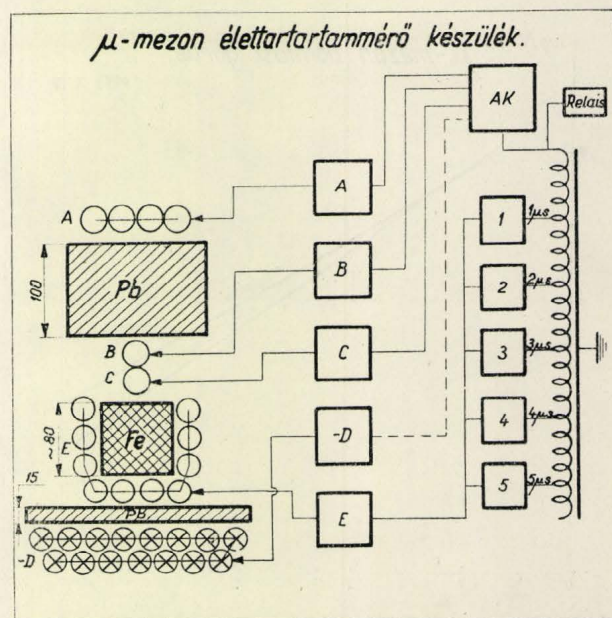
Ismert dolog, hogy a μ -mezon egy instabil részecske, mely elbomlik, s bomlása közben pozitív vagy negatív elektron és valószínűleg két neutrino keletkezik. A μ -mezon közepes élettartamát több külföldi szerző kísérletileg megállapította (pl. Rossi és Nereson 1943-ban, Conversi és Piccioni 1944-ben stb.) és egybehangzó eredményeik alapján közepes élettartamként $2,15 \pm 0,2 \mu\text{sec}$ -ot kaptak.

Az intézetünkben jelenleg folyó közepes élettartam-mérés célja elsősorban nem az, hogy ehhez, a lényegében már eldöntött kérdéshez egy újabb kísérleti eredménnyel hozzájáruljunk, hanem e méréssel hitelesítjük készülékünket, melyet a továbbiakban még ma is aktuális kérdések (pl. negatív μ -mezon befogódás hatáskeresztmetszetének rendszámától való függése stb.) kivizsgálására akarunk felhasználni. Másrészt ez a mérés vizsga, melynek során a készülékkel dolgozók bebizonyítják, hogy jól elsajátították a késleltetett koincidenzia technikát.

A mérés elve a következő (1. 1. ábra):



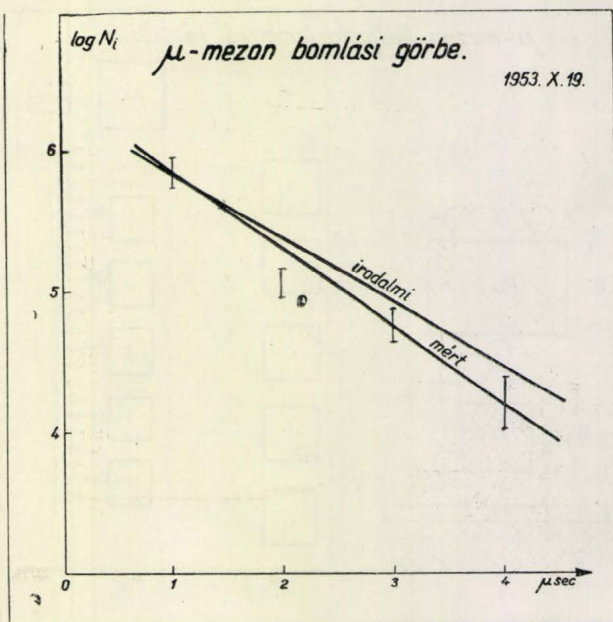
5. ábra



1. ábra

Három számlálócsövet helyezünk egymás fölé s regisztráljuk a hármass koincidenkiákat. A felső koincidenkiacső közé kb. 10 cm vastag ólomabszorbenst helyezünk, mely kiszűri a kozmikus sugárzás puha komponensét és ezek után a készülékünk csak a függőleges irányban beérkező mezonokat számolja. A mezonok döntő többsége úgy bomlik el, hogy előzőleg elveszti energiáját és lefékeződik. Ha tehát reális beütésszámot akarunk elérni, akkor egy fékező abszorbenst (nálunk kb. 8 cm. vastag vasat) kell a három koincidenkiacső alá helyezni. Ez esetben a mezonok sorsa kétféle lehet: vagy megakadnak a fékező abszorbenstben, vagy akadálytalanul keresztühaladnak rajta. A dolog természetéből következik, hogy csak az első eset érdekes számunkra, ezért antikoincidenkiacsővek (keresztrel jelölve) elhelyezésével zárjuk ki a nem megakadó mezonokat.

A megakadó mezonok vagy befogódnak, vagy elbomlanak s utóbbi esetben elektront bocsátanak ki magukból. A bomlási elektront a vasabszorbenst körülvevő számlálócsövekkel regisztráljuk. Két elektromos feszültséglökésünk van: az egyik az antikoincidenki jel, amely időtengelyünk 0 pontjával szolgál, a másik pedig a bomlási elektron kilépése pillanatában fellépő feszültséglökés. E két jel időbeli különbségét kell megállapítanunk ahhoz, hogy megmondjuk a kérdéses mezon meddig élt. Ennek az időbeli késésnek a megállapítása úgy történik, hogy az antikoincidenki jelet mesterségesen megkésleltetjük egy késleltető vonal segítségével 1, 2, 3 és 4 μ sec-al. Az 1, 2, 3, és 4 μ sec-os pontokhoz egy-egy kettős koincidenki keverő csatlakozik, amelyek másik keverőjelként közösen megkapják az abszorbenst körülvevő számlálócsövek jelét. Az a mezon, amely 2 μ -sec mulva bocsátott ki elektront, az a 2 μ sec-os fokozatban okoz koincidenkiát, míg a 3 μ sec-ig élt mezon bomlási elektronja a 3 μ sec-os fokozatban regisztrálódik,

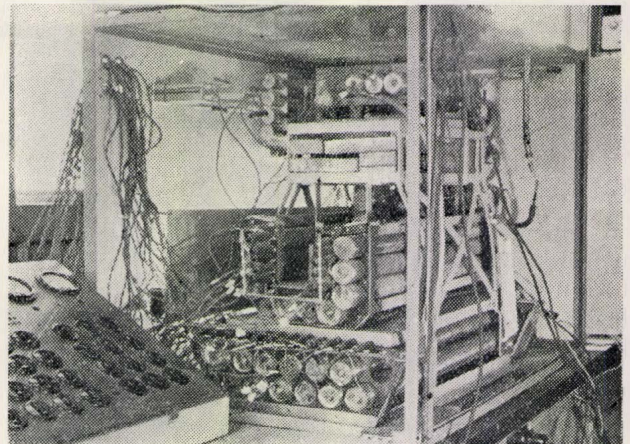


2. ábra

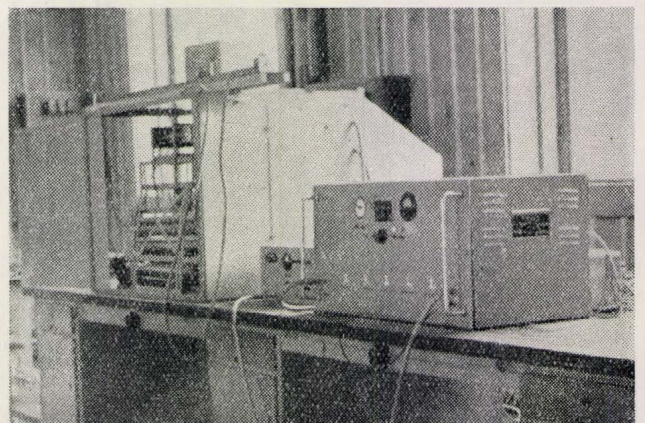
stb. Statisztikát készítünk a mezonokról: megállapítjuk hogy hány olyan mezon volt, amely 1, 2, 3, illetve 4 μ sec-ig élt; ezek a számok egy exponenciális görbe, logaritmusai pedig egy egyenes mentén helyezkednek el. Az egyenes hajlás-szöge adja éppen a közepes élettartamot.

2. ábránkon két egyenest látunk, a felső az irodalmi közepes élettartamnak felel meg, az alsó viszont a mi készülékünkkel mért pontokat köti össze. (Az egyes pontoknál feltüntetjük a négyzetgyökös statisztikus hibát is). Látható a két egyenes és ennek megfelelően az élettartamok eltérése. Az általunk mért élettartam a 2,15 μ sec irodalmi érték helyett 1,4 μ sec körül van. A hiba kinyomozása, mely az eltérést okozza, folyamatban van, valószínűleg arról van szó, hogy egyes számlálócsövek (a hozzájuk kapcsolódó multivibrátorral együtt) olyan véletlen késéseket okoznak, amelyek a mérési pontokat, különösen az 1 μ sec-osat befolyásolják. Megemlítem, hogy hasonló jellegű hibát követett el annak idején Rasetti is 1941-ben.

A 3. és 4. ábránk a készülék fényképét mutatja be.



3. ábra



4. ábra

Az elmondottakból látható, hogy ebben a mérésben kevés fizikailag új dolog van, problémáink inkább technikai jellegűek. A technikai nehézségek azonban nagyok. Meg szeretném ennek illusztrálására említeni, hogy a készülékben 92 elektroncső működik, 32 GM-cső, kb. 300 ellenállás és kb. 500 kondenzátor, 10 telefonszámláló, kb. 20 nagyfrekvenciás árnyékolt kábel stb., amelyek rengeteg service-hibára rejtegetnek lehetőséget magukban, úgy hogy munkánk napról napra megújuló harc a service-hibák ellen. Megnehezíti a dolgunkat, hogy a regisztrálni kívánt események száma nagyon kicsi, kb. 2 óránként, úgy hogy a nagyon ritka zavarok is erősen befolyásolják méréseinket; továbbá bármely új változtatás, ötlet kivizsgálására hónapokra van szükségünk, hogy a statisztikus hibát a kívánt értékre csökkentve, valamit mondhassunk ennek az új változtatásnak a hatásáról. A service-hibák nagy száma egyrészt azt tanúsítja, hogy nem rendelkezünk elegendő tapasztalattal a készülék tervezésénél és építésénél, másrészt hogy a rendelkezésre álló szerelési anyagok nem megfelelő minőségűek.

Szeretnék köszönetet mondani Fenyves Ervin kartársnak, aki értékes tanácsaival sokszor segített áthidalni a nehézségeket és Zártos Alajos kartársnak, aki a készülék építését és a service-munkák orozslánrészét végezte.

Kiss Dezső

Vizsgálatok a kozmikus sugárzás által ólomban keltett záporokkal kapcsolatban (Rossi-görbe)

A Központi Fizikai Kutató Intézet Kozmikus Sugárzási Osztályán megismételtünk egy — először Rossi által és később mások által is elvégzett — mérést: felvettük az ú. n. Rossi-görbét.

Helyezzünk el Geiger-Müller számlálócsöveket úgy, hogy a kozmikus sugárzás egy részecskéje ne tudjon mindegyiken áthaladni. Pl. háromszög csúcsaiban elhelyezett három számlálócső egyidejű megszólaltatásához legalább két részecske szükséges. Kapcsoljunk a számlálócsövekhez koincidencia berendezést, amely jelzi azon esetek számát, amikor egyidejűleg mindegyik számlálócsövön részecske haladt keresztül.

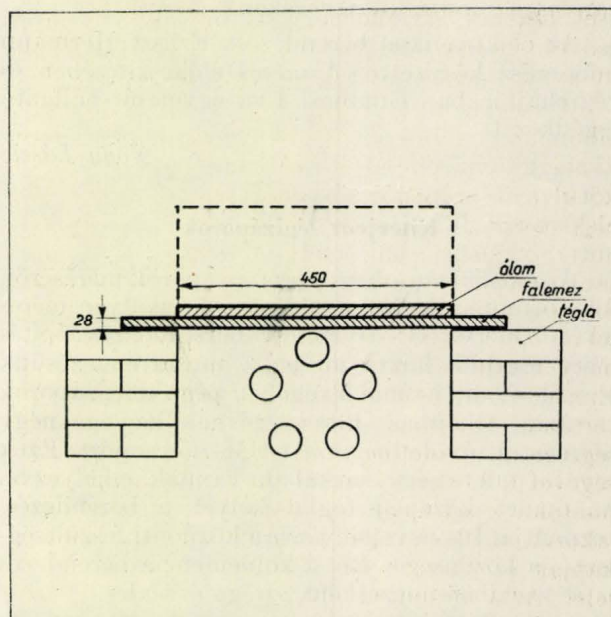
Tegyük a GM-csövek fölé abszorbenst, pl. ólomot és figyeljük meg, hogy az ólom vastagságának változtatásával hogyan változik időegység alatt a koincidenciák száma.

Rossi azt tapasztalta, hogy a koincidenciák száma az ólom vastagságának növelésével először nő, 2 cm-nél maximumot ér el, majd újból csökken.

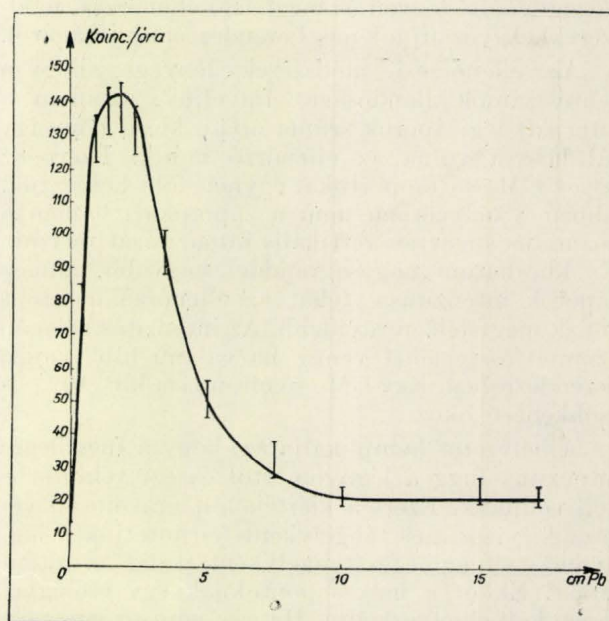
A jelenség magyarázata az, hogy a kozmikus sugárzás puha komponense (elektron, foton) abszorbensbe jutva, ott nagyszámu szekundér részecskét hoz létre, ú. n. zápor keletkezik. Ha pl. a primer részecske elektron, akkor ez útja során fotonokat hoz létre, a fotonok elektron-pozitron párt képezve, eltűnnek. A párképződés folytán létrejött részecskék ismét fotonokat hoznak létre.

Vékony abszorbens esetén a zápor nem tud kifejlődni, mert kevésszámú szekunder részecske keletkezése után a részecskék már elhagyják az abszorbenst. Kevés részecske pedig kis valószínűséggel szólaltatja meg az összes számlálócsövet. Vastag abszorbens esetén a zápor kifejlődik, de a záporok nagyrészt az abszorbens elnyeli. Van tehát egy optimális abszorbens vastagság, melynél a koincidenciák száma maximális.

Az általunk végzett mérésnél ötszög csúcsaiban helyeztük a GM-csöveket. Elrendezésünket keresztmetszetben az 1. ábra mutatja. Az ábrán szaggatott vonallal a legnagyobb ólomvastagságot (17 cm-t) jelöltük meg.



1. ábra



2. ábra

A koincidencia berendezésben a Rossi-kapcsolást alkalmaztuk. A felbontóképesség 2 mikrosec.

Mérési eredményünket a 2. ábra mutatja. (Az ábrán a hibahatárokat is feltüntettük.) Eredményünk egyezik az irodalomban adott adatokkal: két cm ólomnál maximumot kaptunk, nagyobb vastagságnál a görbe vízszintesbe megy át. A mi mérésünk is mutatja, hogy 17 cm-nél nincs második maximum. (E körül a kérdés körül hosszú ideig vita folyt.)

A közvetlen további feladatunk az, hogy kimutassuk, hogy az egyes ólomvastagságoknál hány koincidenciát okoznak a primer fotonok és hányat az ionizáló részecskék.

Az elektronikus berendezést Erbszt Hermann műszerész készítette. A mérés előkészítésében és végrehajtásában Gombosi Éva egyetemi hallgató segédkezett.

Nagy László

Kiterjedt légizáporok

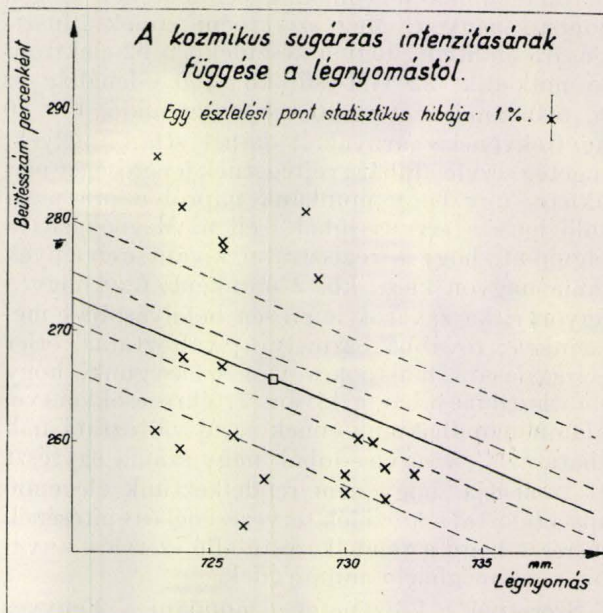
Az előzőekben sok szó esett a záporok méréséről. Az előttem szóló Nagy László is ilyen méréseket ismertetett. Ilyen mérőberendezés építéséhez fogtunk hozzá mi is. A mi berendezésünk nem ólomban, hanem levegőben képződött záporok mérésére alkalmas. Berendezésünk lényege négy egymástól távol elhelyezett GM-cső csoport. Ezek egy faépület négy sarkában vannak elhelyezve. Az épület közepén foglal helyet a berendezés központja. Itt van elhelyezve a központi feszültségosztó, a közönséges Rossi koincidencia berendezés és a segédberendezésként szolgáló scaler.

A kiterjedt légizápor mérések nagyon hosszadalmasak, egy-egy méréssorozat több hónapig is eltart. Nagyon fontos, hogy berendezésünk eléggé időálló legyen és megfelelő ellenőrzési módszerekkel győződjünk meg berendezésünk jóságáról.

Az ellenőrzési módszerek lényege, hogy a beütésszámok állandóságát figyeljük, azonban a kiterjedt légizáporok száma olyan kicsi, hogy így túl hosszú volna az ellenőrző mérés. Ezért az egyes GM-cső csoportokat egymás fölé helyezzük. Ebben a helyzetben nem a záporokat, hanem a kozmikus sugárzás vertikális intenzitását mérjük. Ez kb. három nagyságrenddel nagyobb, mint a záporok intenzitása, tehát az ellenőrző mérés is ennek megfelelően rövidebb. Az intenzitás átlagán azonnal észre lehet venni, ha valami hiba van a berendezésben. Egy GM-cső elromlása kb. 10%-os csökkenést okoz.

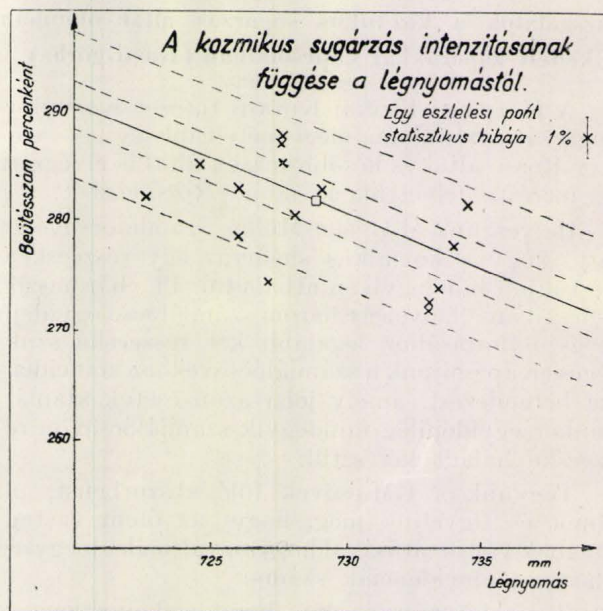
A helyzetet komplikálja az, hogy a függőleges intenzitás függ a légnyomástól és ezt tekintetbe kell vennünk. Ezért a kiértékelést grafikusan végezzük, vízszintes tengelyként feltüntetjük a légnyomást, függőleges tengelyként pedig az intenzitást. Ekkor a helyes pontoknak egy eső-egyenesen kell elhelyezkedni. Ha egy pont az egyenestől lényegesen távol esik, akkor valami hiba van

a berendezésben. Példaképpen két ábrát mutatok be. Az 1. ábra egy rossz méréssorozatot mutat. Lát-



1. ábra

ható, hogy nagyon sok pont esik kívül a standard-hiba háromszorosán. Berendezésünk ekkor rossz volt. Megjavítása után kaptuk azt a pontsorozatot, amely a 2. ábrán van berajzolva. Látni,



2. ábra

hogy itt a pontoknak a túlnyomó része a háromszoros hibán belül esik.

Ezek az ellenőrző berendezések azt bizonyítják, hogy berendezésünk arra a célra, amelyre terveztük, a kiterjedt légizáporok sűrűség spektrumának mérésére alkalmas. A mérések eredményeiről más fog beszámolni.

Koch József

Kiterjedt zápormérések célja és a mérési eredmények

Kiterjedt zápormérő berendezéssel Cocconi egyik mérését ismételtük meg, abból a célból, hogy a mérési eredményeinket az irodalmi adatokkal összehasonlítva meggyőződhessünk arról, hogy a berendezés jó. Cocconi 1943-ban azt mérte, hogy az n -szeres koincidenenciában észlelt záporok száma arányos a felülettel.

$$P_n(S) = A S^\gamma \quad (1)$$

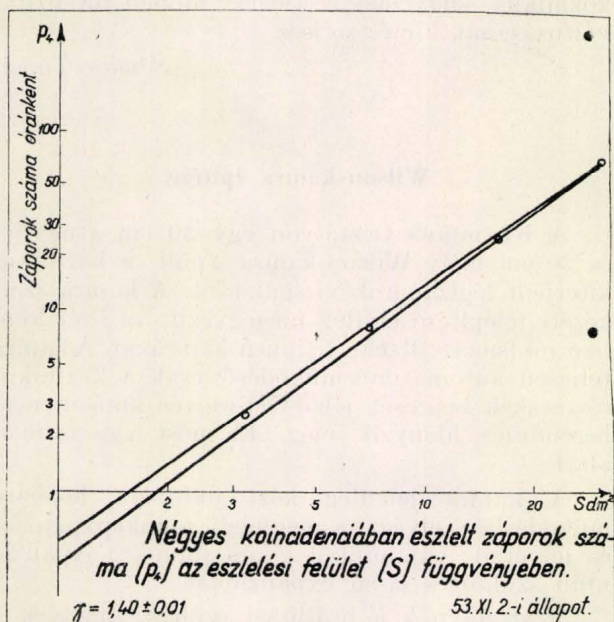
ahol P_n a koincidenencia szám, S a felület, A és γ pedig a mérési eredményekből számolható mennyiségek.

(1) logaritmusát véve

$$\log P_n(S) = \log A + \gamma \log S$$

egyenest kapom. Ha a berendezés jó, akkor a különböző felületekkel mért koincidenencia-számok logaritmusai egy egyenesbe kell, hogy essenek.

A mérési eredmények az 1. ábrán láthatók.



1. ábra

320, 640, 1600 és 3200 cm²-es felületekkel négyes koincidenenciában történtek a mérések. Az ábrán látható két egyenes annak az egyenesnek két lehetséges szélső helyzetét tünteti fel, amelyen az észlelési pontoknak feküdni kell. A γ érték ennek az egyenesnek az iránytangense. Az egyes pontok statisztikus hibája olyan kicsi, hogy az ábrán fel sem tüntethető. Az egyenes iránytangensére $1,40 \pm 0,01$ -et kaptunk. Mérési eredményeinket összehasonlítva Cocconi adataival jó egyezést kapunk.

Az integrális spektrum vagyis az x -nél nagyobb sűrűségi záporok száma (ahol x az 1 dm felületre eső részecskék számát jelenti)

$$H(x) = \left(\frac{x_0}{x}\right)^\gamma = \left(\frac{0,87}{x}\right)^{1,40} \quad 410 \text{ méterrel a tenger}$$

színe felett.

Cocconi pedig

$$H(x) = \left(\frac{0,65}{x}\right)^{1,46} \quad \text{-ot mért 120 és}$$

$$H(x) = \left(\frac{2,7}{x}\right)^{1,55} \quad \text{-öt mért 2200 méterre a}$$

tenger színe felett.

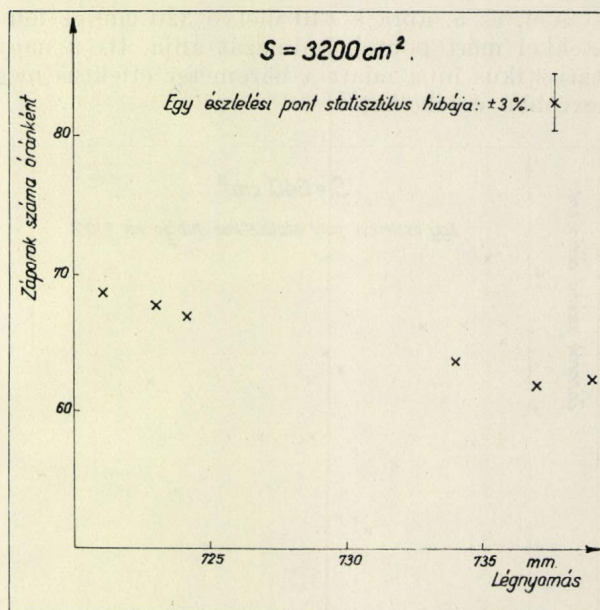
Az egyezés különösen jó akkor, ha figyelembe vesszük azt, hogy az x_0 értéke csak nagy pontatlansággal számolható.

Az irodalomból ismeretes, hogy a kiterjedt záporoknak is van barométer effektusuk, melynek értéke kísérletileg 10% körülinek adódik.

Hogy áll ez a kérdés nálunk?

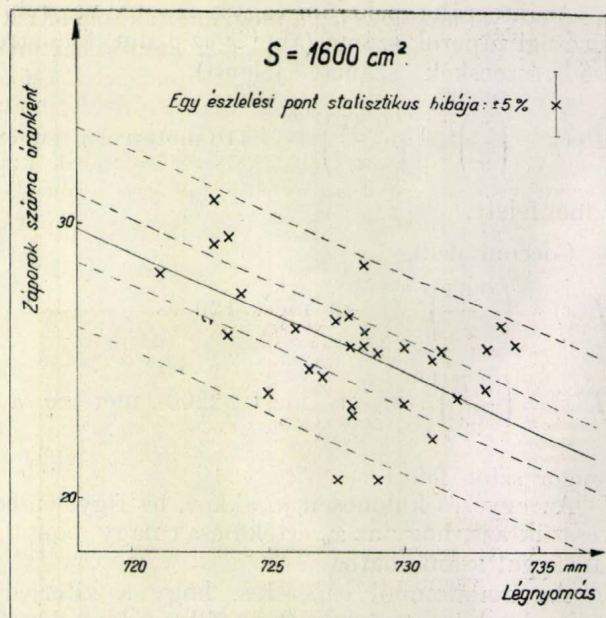
Vegyük sorra a különböző felületekkel történt mérési eredmények összesítését, ahol a beütésszám a légnyomás függvényében van ábrázolva.

3200 cm²-es felülettel csak kevés mérési pontunk van, de a tendencia jó irányban mutatkozik (ld. 2. ábra).

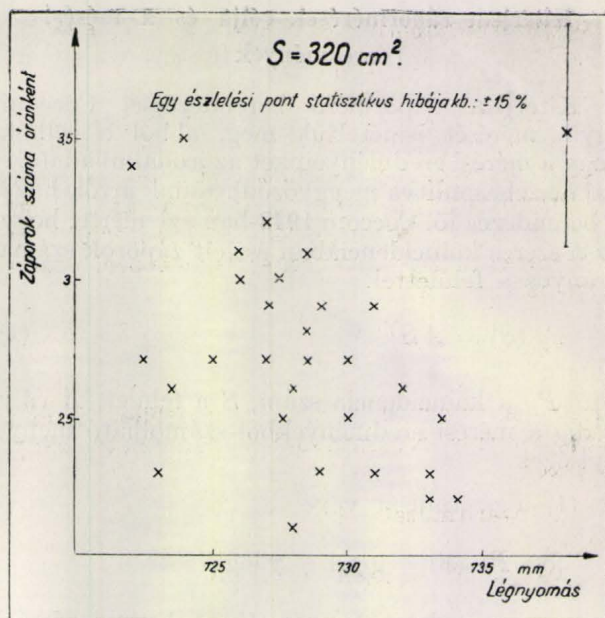


2. ábra

1600 cm²-es felületnél a 3. ábrán látható vastag vonal az átlagot adja a légnyomás függvényében, felette és alatta az egyszeres, illetve háromszoros statisztikus hibák vannak szaggatottan berajzolva. Az átlagegyenes vízszinteshez való hajlásszöge a mérési adatok alapján úgy van megválasztva, hogy az észlelési adatok fluktuációja minimális legyen. Százalékos barométer effek-



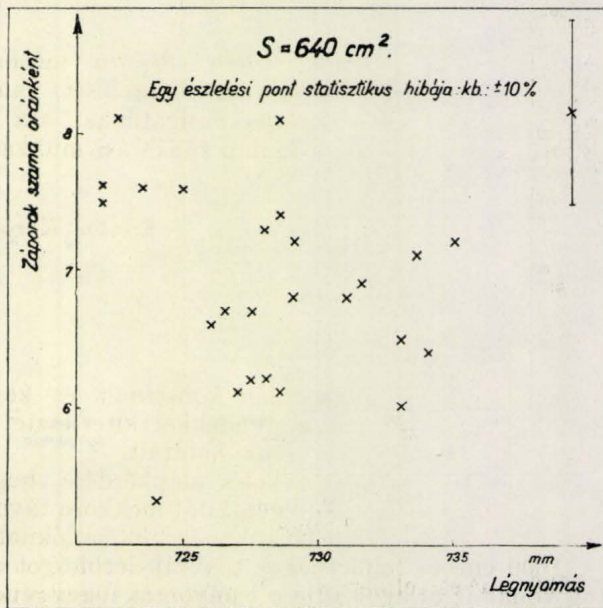
3. ábra



5. ábra

tus értéket azonban még nem tudunk megadni, a mérési adatok száma ennek az effektusnak a meghatározásához még nem elégséges. Az eddigi adatok alapján 17% körüli értéket kapunk, de a hiba az előbb említett okoknál fogva még túl nagy.

A 4. és 5. ábra a 640 illetve 320 cm²-es felületekkel mért pontok halmazát adja. Itt a nagy statisztikus hiba miatt a barométer effektus még kevésbé érzékelhető.



4. ábra

A továbbiakban a berendezés stabilitását kívánjuk növelni, ami a készülékben helyet foglaló nagyszámú alkatrész miatt nem kis feladat.

Soronkövetkező téma számunkra az áthatoló részecskék tulajdonságainak mérése, valamint a kozmikus sugárzás esetleges időbeli intenzitás változásának kimérése lesz.

Sándor Tamás

Wilson-kamra építése

A Kozmikus Osztályon egy 30 cm átmérőjű és 20 cm mély Wilson-kamra épült, a kozmikus kiterjedt légi záporok vizsgálatára. A kamra szerkezeti felépítése elvileg megegyezik az irodalomban jól ismert Blackett-típusú kamrával. A kamra teljesen automatikus működésű, csak a kozmikus részecskék beütését jelző GM-csöves koincidenca berendezés hiányzik még. Ez most van szerelés alatt.

A kamra jelenleg kézi indításra hozható működésbe: elvégzi a megfelelő munkaexpanziót és felvételt, valamint a gyors (munka)-expanzió után szükséges lassú expansziókat.

Most folynak a beállítási próbák, amelyek a kamrában levő gáz, cseppképző folyadék és a megfelelő működéshez szükséges expanszió-viszonyra vonatkoznak.

Még megoldandó kérdések: a megvilágítás tökéletlensége és elégtelensége, a zavaró turbulenciák csökkentése és a kamra hőkondicionálása.

Ezek megvalósítása és a koincidenca berendezés üzembehelyezése után kerül sor a megfelelő sztereofényképezőgép megépítésére, hogy a nyomok térbeli helyzetét ki tudjuk értékelni.

A jelenlegi beállítás preparátum által keltett szekundér elektronok nyomaival történik. Ezekből a próbafelvételekből közlünk itt kettőt.

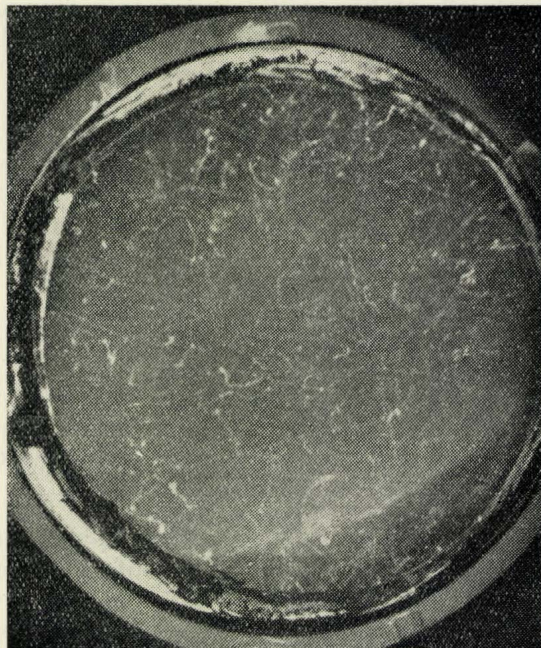


1. ábra



2. ábra

Az elsőn jól látható még a megvilágítás tökéletlensége, t. i. az, hogy fény kerül a kamra háttérét alkotó fekete bársonyra és ez a kontrasztot csökkenti. Ennek ellenére is a képen jól definiált elektronnyomokat láthatunk. A második képen ezek a nyomok erőteljesebbek. A harmadik kép preparátum nélkül készült, tehát a kép jobb oldalán látható nyom feltehetően kozmikus eredetű.



3. ábra

Köszönetet mondok *Grábler Márton* mechanikusnak, aki a kamra általános szerelését, valamint *Gémesy Tibor* fizikus hallgatónak, aki a szervóautomatika és a kamra beállítási munkáit végezte.

Kántor Károly

Az elektronmikroszkóp

Az anyagszerkezet vizsgálatának közvetlen eszköze a szem. Annak ellenére, hogy az emberi szem az élő világ legfejlettebb látószerve, mégis csak igen kis mértékben sikerül vele az anyag finomabb szerkezetének rejtelmébe behatolni. Márpedig az anyag tulajdonságainak, szerkezeti felépítésének kérdése egyaránt foglalkoztatja a szoros értelemben vett gyakorlat feladatait megoldó és a természet törvényeit megismerni kívánó kutató elméjét. Régi törekvése az embernek, hogy lerombolja azokat a korlátokat, melyek érzékszerveinek véges felbontóképességéből adódnak és az anyagi világ alaposabb megismerését gátolják. Éppen az anyagszerkezeti körben felfedezett fizikai törvé-

nyek alapján oly eszközöket konstruált és konstruál, melyekkel nagyságrendekkel kiterjesztette és kiterjeszti érzékszerveink határait.

A szemmel való érzékelés alapkérdése, hogy tisztalátás távolságából egymástól mekkora távolságra fekvő két pontot látunk még különállóknak? Különállónak látott pontok közötti távolságot az érzékelő szem (eszköz) felbontóképességének nevezzük. A »szabad« szem felbontóképessége a tízed mm-es nagyságrendbe esik, átlagos értéke 0,2—0,3 mm. Ez a felbontóképesség a technika és természettudományok fejlődése során hamarosan elégtelennek bizonyult. Szükségessé vált a szem felbontóképességének megnövelése. Ez elő-

ször a különböző lupékkal, majd a mintegy 250 évvel ezelőtti feltalált fénymikroszkóppal nagy mértékben sikerült is. A legjobb fénymikroszkópok a szem felbontóképességét három nagyságrenddel megnövelték. Ezek felbontóképessége $0,1 \mu$, tehát a velük elérhető hasznos nagyítás mintegy 2000-szeres. (A hasznos nagyítás a »szabad« szem felbontóképességének és az eszköz felbontóképességének hányadosa.) Konstruálásával kapcsolatban hamarosan kiderült, hogy a lehető legjobb fénymikroszkópok felbontóképességének fokozása fényoptikai berendezéssel nem vihető minden határon túl. A felbontóképességre érvényes az Abbe-féle egyenlet

$$d = \frac{\lambda}{2n \sin a}$$

ahol d a felbontóképesség (a még különállónak látszó pontok távolsága), λ az alkalmazott fény hullámhossza, n a vizsgálandó anyag és az objektív lenese közötti közeg törésmutatója, a az optikai tengely és a legszélső bejutó fénysugár által alkotott szög. $2a$ -t (a szélső sugarak által alkotott szöget) nevezzük az objektív nyílásszögének, apertúrájának, $n \sin a$ a numerikus apertúra. Az egyenlet értelmében a legkedvezőbb feltételek mellett (ultraibolya fénysugarak, igen magas törésmutatójú anyag, pl. monobrómnaftalin, gyakorlatilag maximálisan elérhető 144° -os nyílásszög) is d értéke nem kisebb $0,1 \mu$ -nál.

Nyilvánvaló, hogy a felbontóképesség további fokozása a fényoptikai mikroszkóphoz hasonló szerkezetben akkor sikerülhet az Abbe-féle egyenlet értelmében, ha az alkalmazott sugár hullámhosszát csökkentjük. Az alkalmazásra kerülő sugárfajtával szembeni követelmények:

1. rövid hullámhossz,
2. könnyű előállíthatóság,
3. irányíthatóság,
4. érzékelhetőség.

Ezeknek a követelményeknek az elektronsugár jól megfelel. Annak ellenére, hogy az elektronok, valamint az elektronsugár néhány alapvető tulajdonsága már a múlt század közepe óta ismeretes, elektronoptikai berendezések, elektronmikroszkópok konstruálásának gondolata csak az 1930-as évek során vert gyökeret. Az ilyenirányú fejlődésnek De Broglie elméleti megállapításai adtak lökést, miszerint az elektron hullámtermészetű. Ezt Davisson és Germer kísérletileg bebizonyították.

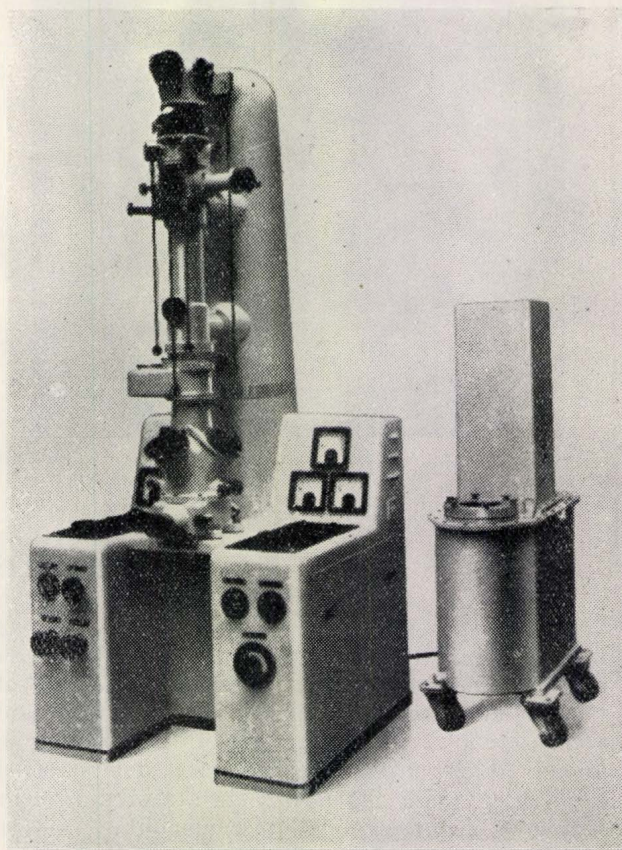
Az első kísérleti elektronmikroszkóp-modellt Knoll és Ruska 1932-ben konstruálta. Az első gyári készülékek 1938—39-ben kerültek forgalomba. Az elektronmikroszkóp felbontóképessége — az Abbe-féle összefüggés elektronoptikai érvényességének feltételezése mellett — a fénymikroszkóp felbontóképességének mintegy 100.000-szerese lenne. Ez azt jelentené, hogy látásunk határát egészen az atomi dimenziókig ki tudjuk bővíteni. Sajnos azonban az ötnagyságrendű hullámhosszcsökkenés egyelőre nem jár együtt a felbontóképesség öt nagyságrenddel való javulásával. Ennek oka az, hogy az elektronoptikai lencsék apertúráját csak igen kicsire tudjuk méretezni. Az elektronoptikai

lencsék apertúrája a fényoptikai lencsék apertúrájánál három nagyságrenddel kisebb. Ez azt jelenti, hogy az elektronmikroszkóp felbontóképessége a fénymikroszkópénál csak két nagyságrenddel jobb. Gyakorlatilag tehát a felbontóképesség $10\text{--}20 \text{ \AA}$ ami $100.000\text{--}200.000$ -szeres hasznos nagyítást jelent.

Az apertúra ilyen mértékben való csökkentését az teszi szükségessé, hogy nagyobb apertúránál olyan aberrációk lépnének fel, melyek nagyobb mértékben csökkentenék le a felbontóképességet, mint amilyen mértékben azt az apertúra javítása fokozná.

Mint az elmondottakból láthatjuk, az elektronmikroszkóp rövid három évtizedes története alatt is kitolta látási határunkat a $0,2 \text{ mm}$ -től a 20 \AA -ig. Mély bepillantást enged az anyag szerkezetébe, hiszen ez a felbontás azt jelenti, hogy egy egységnyi sűrűségű kb. $20\text{--}50.000$ molekulásúlyú vegyületet már megláthatunk az elektronmikroszkópban. Hazánkban a Méréstechnikai Intézet Mikrostruktúra Kutató Osztályán dolgozunk elektronmikroszkóppal és már eddig is a műszaki és természettudományi kutatások legkülönbözőbb ágának nyújtottunk segítséget különböző kérdések tisztázásában.

A következőkben ezen mintegy három év óta működő Trüb, Täuber (TTC) gyártmányú gépen (1. ábra) kívánom bemutatni az elektronmikroszkóp szerkezeti és működési elvét.*

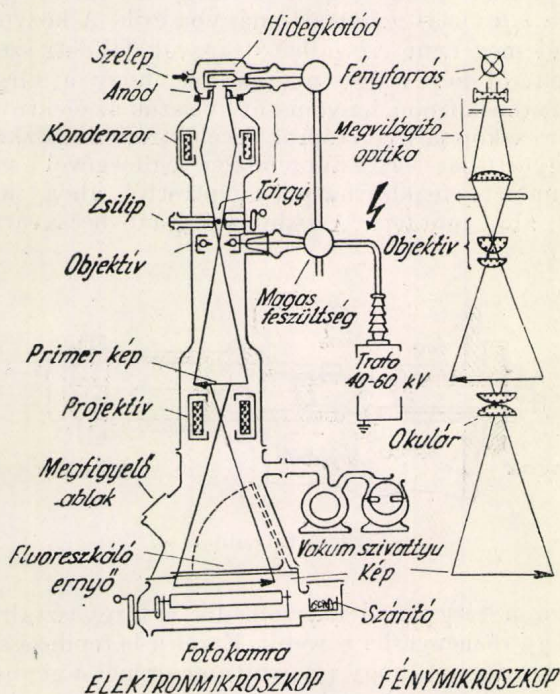


1. TTC elektronmikroszkóp

* Az elektronmikroszkópról és alkalmazásáról lásd pl. a következő magyar nyelvű közleményt: Gerendás M.: Az elektronmikroszkóp és gyakorlati alkalmazása (Mérnöki Továbbképző Intézet előadássorozatából Vr. x-1, Budapest 1952).

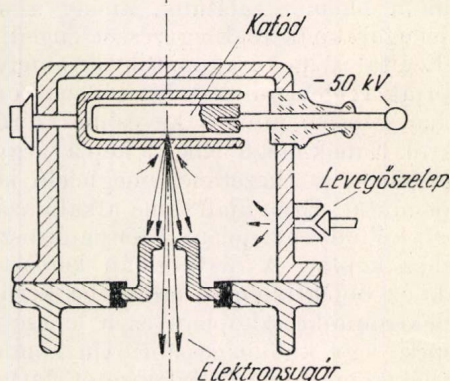
Az elektronmikroszkóp szerkezeti felépítése igen hasonló a fénymikroszkóp felépítéséhez. Az elektronmikroszkópban is ugyanúgy, mint a fénymikroszkópban megvan a sugárforrás, amelyből kiinduló sugarakat lencserendszerrel irányítjuk. A tárgy nagyított képének megfigyelése azonban az elektronmikroszkópban közvetlenül szabadszemmel nem történhetik, hanem fluoreszkáló ernyőn, illetve fotografáló lemezen való rögzítés útján.

Az elektronmikroszkóp szerkezeti felépítését a 2. ábrán láthatjuk, amely egyben összehasonlításul



2. TTC elektronmikroszkóp vázlata

szolgál a fénymikroszkóp felépítéséhez. Az elektronmikroszkóp két méter magas készülék. Az elektronok forrása az elektronmikroszkóp felső részén elhelyezett elektronágyú, a TTC-mikroszkópban hidegkatód. Ez egy vastagfalú krómácél henger, melyet Wehnelt-henger vesz körül. A Wehnelt-henger kis nyílásával szemben találjuk az anódot, ahogy azt a 3. ábrán láthatjuk. Az elektronok



3. Hidegkatód gyakorlati megoldása

gerjesztésének elve a következő: A katódtérbe finoman szabályozható szelepen keresztül levegőt bocsátunk be, ez a katódtérben uralkodó magasfeszültség hatására ionizálódik. A pozitív töltésű ionok a mínusz 40–50 kV-ra feltöltött katódra becsapódnak, a Wehnelt-henger kis nyílásán keresztül. Az ionok kinetikus energiája biztosítja azt az energiát, amivel az elektronok a katód anyagát el tudják hagyni. A katódból kilépő elektronok a katód és anód között lévő gyorsítófeszültség hatására a katódból kilépve ugyancsak a Wehnelt-henger nyílásán át nagy sebességgel az anód felé röpködnek. Az anódon kis kerek nyílás van, amelynek átmérője 1–2 mm. Az anód és katód közötti feszültség, az ún. gyorsítófeszültség szabja meg az elektronmikroszkópban haladó elektronok hullámhosszát. Az elektronsugár hullámhosszára a De Broglie-féle összefüggés adható meg:

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$$

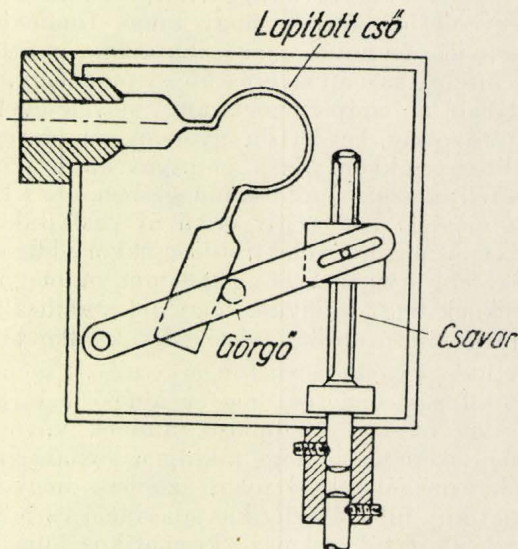
ahol λ az elektron hullámhossza, h a Planck-féle hatáskvantum, m az elektron tömege, v az elektron sebessége.

A szám adatok behelyettesítésével:

$$\lambda = \frac{12.3}{\sqrt{V_{\text{voltage}}}} \text{ \AA}$$

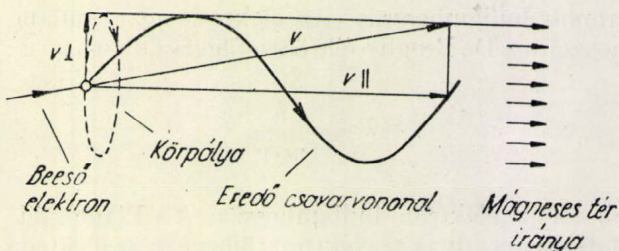
ami azt jelenti, hogy $V_{\text{voltage}} = 50 \text{ kV}$ gyorsítófeszültség mellett az elektronsugár hullámhossza $0,05 \text{ \AA}$.

A kilépő elektronok mennyiségét a katódtérbe ütköző ionok száma szabja meg. Ezen ionok mennyiségét a katódtér oldalán elhelyezett szeleppel szabályozhatjuk. A szelep egy gyenge ívben meghajlított és lelapított fémcső, amelynek hajlásszögét változtatva, a katódtérbe kerülő levegő mennyisége szabályozható. (4. ábra.)



4. Molekuláris szelep hidegkatódos készülékhez

Ahhoz, hogy tárgyat megfelelőképpen átvilágítsuk, az anódblendén átkerülő széttartó elektronsugarakat a tárgyra kell összpontosítani. Ezt az elektronmikroszkópban, hasonlóan a fénymikroszkóphoz, kondenzorlencsével végezzük el. A kondenzorlencse a TTC elektronmikroszkópban egy erős mágneses teret biztosító tekercs. A mágnes tér a rajta keresztülhaladó elektronokat a mágnes tér irányára merőleges síkban körpályára kényszeríti, oly módon, hogy az egy pontból kiinduló elektronokat, bármilyen irányú sebességgel rendelkezzenek is, újra egy pontba gyűjti össze. Az elektronok pályája a haladó mozgás és körmozgás összetevéséből származó csavarvonalmenti mozgás, mint ahogy azt az 5. ábra mutatja. A mágneses



5. A mágneses erővonalakkal szöget bezáró elektron pályája. A mágneses térrel párhuzamos, ill. arra merőleges sebességkomponensek és a mágneses tér hatására az elektron csavarvonalalakú pályát fut be.

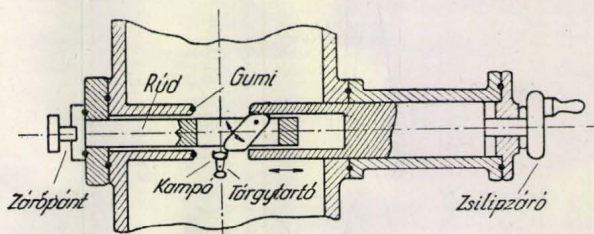
lencsék ilyenformán alkalmasak arra, hogy a tárgyakat leképezzék. A leképezés milyenségét jó részt a lencse fókusza határozza meg. Egyszerűbb mágneses lencsék fókusz távolságának kiszámítására a következő közelítő egyenlet használható:

$$f = 97 \cdot \frac{R}{i^2} \cdot V$$

ahol R a pólusokból kialakított körgyűrű átmérője, i a mágnes teret létrehozó áram intenzitása és V az elektronok gyorsítófeszültsége. A mágneses lencsék nagyítása a fókusz távolsággal fordítottan arányos. Az egyenletből látszik, hogy minél finomabb a lencsenyílás és minél magasabb a lencsén átfolyó áram intenzitása, annál erősebb a lencse nagyítása. Általában az ampermenetszám növelésével a gyújtótávolság kezdetben gyorsan, majd egyre lassabban csökken. Ez a pólusvas kezdeti mágneses telítettségével áll összefüggésben, ezért kívánatos megfelelő koercitív erejű új vasfajták előállítása. A mágneses elektronlencsékkel eddig elért legrövidebb gyújtótávolság 0,8 mm. A mágneses lencséknek nagy előnyük, hogy jól stabilizálható erőterük miatt optikai viselkedésük állandó.

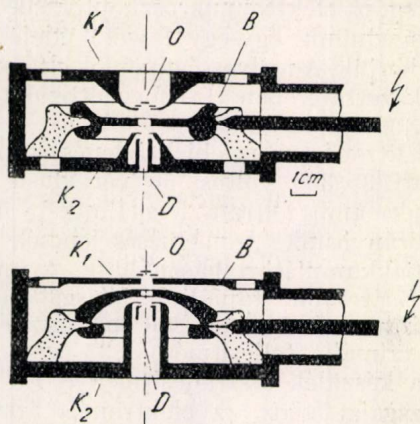
A hidegkatódos elektrongerjesztéssel szemben azt a kifogást emelték, hogy a kilépő elektronok sebessége nagyon különböző, aminek következtében a leképezésnél nagy a kromatikus aberráció. Újabban megállapítást nyert azonban, hogy ez a kromatikus hiba a szférikus aberráció és a vizsgálandó tárgytól származó kromatikus hiba mellett teljesen elhanyagolható.

A kondenzorlencsével összegyűjtött elektronsugarak a tárgyra verődnek. Az elektronmikroszkópos tárgyméret igen kicsi. A tárgytartó kb. 2 cm. magasságú rézpatron, amelyikbe egy kb. 2 mm. átmérőjű réz vagy más fémhálóból készült korong, az u. n. mikrostély kerül. Erre preparáljuk fel a vizsgálandó tárgyat. Hogy a vizsgálandó tárgy a mikrostély nyílásain ne essék keresztül, a mikrostélyt valamilyen műanyag (kollodium, formvár, Zapon-lakk stb.) 100—200 Å vastagságú hártájával vonjuk be. Az elektronmikroszkópban közvetlenül megvizsgálható tárgyak méret nagysága a μ alatti mérettartományba esik. A közvetlenül meg nem vizsgálható tárgyak felületi szerkezetéről képet úgy nyerhetünk, hogy a tárgy felületének finom lenyomatát visszük az elektronmikroszkóp tárgytartójára. Az elektronmikroszkóp tárgytartóját egy zsziprendszer segítségével vákuumbiztosan elzárhatjuk a géptesttől, ahogy azt a 6. ábra mutatja. A zszipzáró gomb becsavará-



6. Tárgytartó zszipelése.

sakor a tárgytartó felemelkedik a tárgyasztalról és egy rézhengerbe záródik. Ezzel a berendezéssel elérhetjük azt, hogy preparátumcserénél a gépben a vizsgálat alatt szükséges vákuum nem romlik. Az elektronsugár útjába tett tárgy az elektronokat szórja. Az elektronszórás a tárgyat felépítő elemek atomszámától és a tárgy vastagságától függ. A nagyobb atomszámú részek éppen úgy erősebben szórják az elektronokat, mint a preparátum vastagabb, ill. tömöttebb helyei. Ha a tárgy által szétszóró sugarakat elektronlencsén vezetjük keresztül, akkor ezek a sugarakat újra összegyűjtjük és a tárgy kontrasztosságából, szerkezetéből semmit sem látunk. Hogy ez ne történhessék meg, közvetlenül a tárgy alatt az elektronmikroszkópban finom blendét találunk, amely a szétszóró elektronsugaraknak csak egy részét engedi tovább jutni. Ezáltal azon tárgypontokról, amelyek jobban szórják az elektronokat, kisebb számú elektron jut a lencsetérbe, mint a kevésbé szóró tárgypontokról. Ennek megfelelően a kép a tárgy anyagi összetételének, szerkezetének megfelelő kontrasztosságot mutat. Ezen diafragma alkalmazása szerkezetbeli különbséget jelent a fénymikroszkóp felépítéséhez képest. A diafragmán keresztüljutott sugarak az objektívlencse erőterébe kerülnek. A TTC elektronmikroszkópban ez a lencse elektromos lencse, egy különleges formájú kondenzátor. Ilyen elektromos lencse kiképzését láthatjuk a 7. ábrán. A középelektrod Kalit-köpennyel szí-



7. Szimmetrikus és aszimmetrikus sztatikus elektronlencse. *B* belső elektród, *K₁* és *K₂* külső elektródok, *O* objektum, *D* diafragma.

getelt. Az egymástól 3 mm távolságban lévő elektródok között 50–60 kV feszültség van. A furatok egymáshoz való beállítása 0,01 mm-nyi pontosságot követel. Általában 50 kV felett az elektromos lencsék sokszor átütnek, ami a lencsék romlásához vezet. Az elektromos (objektív) lencse ugyanazon a feszültségen van, mint az elektronforrás.

Az elektromos lencsék és a fényoptikai lencsék viselkedése között messzemenő analógia van. A lencse erőterébe jutó elektronsugarak a lencsében lévő folytonosan egymásután következő ekvipotenciális felületeken éppenúgy törnek, mint ahogy a fény megtörik a közeghatáron. Az elektromos lencsék gyújtótávolságára elméleti megfontolások alapján az alábbi összefüggést vezethetjük be:

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16} \cdot \frac{1}{V_0} \int \frac{V'^2}{V^3} dz$$

Ahol *f* a fókusztávolság, *V₀* a potenciál a lencse terén kívül, *V* a potenciáeloszlás a lencse belsejében, mint a hely függvénye, *V'* a potenciáeloszlás első deriváltja, *z* pedig az optikai tengelymenti koordináta.

Ehelyett az egyenlet helyett a gyakorlatban a következő egyenletet használhatjuk fel közelítő számításokra:

$$f = 2d \cdot \frac{V_{gy}}{V_L}$$

ahol *f* a fókusztávolság, *d* a homogén elektromos tér hosszúsága, *V_{gy}* a gyorsítófeszültség, *V_L* a lencse töltőfeszültsége.

Ebből az egyenletből látható, hogy amennyiben a töltőfeszültség és a gyorsítófeszültség egyformán ingadozik, a lencse fókusztávolsága és ezzel az egész leképezés változatlan marad. Ez van megvalósítva, mint említettük, azáltal, hogy az objektív és az elektronforrás ugyanazon feszültségre vannak kapcsolva.

Az objektívlencsén keresztüljutó sugarakat a lencse egy fluoreszkáló ernyőre vetíti. Az objektív

által adott kép ezen az ernyőn közvetlenül vizsgálható. Tulajdonképpen, ha csak az objektívlencse van a tárgy és az asztal között, elektronlupés nagyítást kapunk, ami alkalmas arra, hogy a tárgynak nagyobb területét tudjuk áttekinteni. A TTC-készülékben az objektív nagyítóképessége mintegy 200-szoros. Az objektívlencse fókusztávolsága 3,2 mm, a diafragmanyílás 1,5 mm, a képtávolság 640 mm.

Az objektíven átkerülő elektronok útjába kibillenthetően, projektívlencsét helyezhetünk. A TTC-készülék projektívlencséje elektromágnes, hasonló elvi felépítésű, mint amilyen a kondenzorlencse.

A TTC elektronmikroszkóp projektívlencsájének fókusztávolsága aszerint, hogy milyen intenzitású áram halad át rajta, 6,3–30 mm, a képtávolsága 400 mm, a nagyítás 62,5–12,5 x-es.

Az elektronmikroszkóp legérzékenyebb alkatrészei a lencsék. Ezek gondos karbantartása, tisztasága a jó szerkezeti elv mellett, a nagy felbontás elengedhetetlen kritériuma. Az elektronlencséknek éppen úgy, mint a fényoptikai lencséknek, különböző hibái lehetnek, ami a képek torzításában nyilvánul meg. Egyik ilyen hiba a szférikus aberráció. Ezt a hibát ki lehetne küszöbölni, ha az elektronoptikában lehetséges lenne szórólencsék létezése. Mivel azonban ilyenek szerkesztése nem valósítható meg, általában azt a megoldást választjuk, hogy csak egészen keskeny elektronnyalábokat bocsátunk át a lencséken. Ezzel nem használjuk ki a nyílásszöveget, tehát a lehetségesnél lényegesen kisebb numerikus apertúrával dolgozunk. Ennek ellenére sem sikerül teljesen szférikus aberrációmentes lencsét szerkeszteni. Így voltaképpen a felbontás határértékét nem az alkalmazott elektronsugár hullámhossza, hanem a szférikus aberráció okozta hiba limitálja. A szférikus aberrációt fokozhatja a lencsék nem teljesen tiszta, vagy egyenlőtlen kiképzésű felülete. A szférikus aberráció mellett legjelentősebb elektronoptikai lencsehiba az asztigmatizmus, ahol a tengelyenkívüli tárgypontokból kiinduló és a tengelyt különböző síkokban metsző sugarak számára a fókuszpont nem azonos. Ez a hiba elsősorban a lencsék elektronoptikai és forgási szimmetriájának tökéletlenségéből származik. (Mechanikai megmunkálás és az elektromos térerő aszimmetriája.) Okozhatják ezt a hibát a lencsefelületen fellépő lokális töltések, melyek használat következtében a lencsére tapadó szennyezésektől származnak. A számba jövő lencsehibák közé tartozik még a kromatikus hiba. Ez az elektronok nem egyforma sebességével van összefüggésben. Ez a hiba elsősorban a mágneses lencsénél jön számításba, ahol az elektronsebesség százalékos változása közvetlenül a fókusztávolság százalékos változását adja. Hogy ezen hiba ne legyen nagymérvű, szükséges, hogy az elektronok kinetikus energiája 2%-nál nagyobb ingadozást ne mutasson. Az elektronok energiaszóródását egyrészt a gyorsítófeszültség ingadozása, másrészt az objektum egyes helyeinek különböző vastagsága

okozza. A jó leképezésnél ezeket a szempontokat kell figyelembe vennünk.

A lencsék által leképezett tárgy képe szabad-szemmel természetesen nem érzékelhető. Hogy a tárgy képét szemlélhessük, a lencsék által előállított képet cinkszulfid ernyőre vetítjük. A tárgy mozgatásával, amit keresőasztal segítségével végzünk, valamint a kép élesreállításával, ami a tárgy le-fel való emelését jelenti, megkeressük a vizsgálat céljának megfelelő tárgyrészletet és ezután következik ennek fotografiai lemezre való rögzítése oly módon, hogy a fluoreszkáló ernyőt 3–4 másodpercre felemeljük. A felemelés alatt az elektronsugarak az ernyő alá helyezett fotografiai lemezt érik és azon a tárgy képét rögzítik. A használatos lemezek finomszemcsés diapozitív lemezek. Laboratóriumunkban jól beváltak a Forte-gyár Bromodia-lemezei. Exponálás után az ernyő segítségével a fotokamrateret légmentesen elzárjuk az elektronmikroszkóptesttől, a fotokazettából a lemezt kivesszük, előhívjuk s helyére másik lemezt teszünk.

Az elektronmikroszkóp törzsében a vizsgálat alatt vákuum van. A vákuumot két fokozatban érjük el, egy olajrotációs előszivattyúval és ezzel sorbakapcsolt Holweck-rendszerű molekulárszivattyúval. A két pumpával 10^{-3} Hg/mm nagyságrendű vákuum biztosítható. Ilyen vákuumban 50 kV-ig biztonságosan dolgozhatunk. A 10^{-3} Hg/mm vákuum eléréséhez akkor, ha az egész testben levegő van, kb. egy óra szükséges, ugyanis a szivattyú szívási sebessége 10^{-3} Hg/mm-nél 7 lit./sec. Mivel a tárgycsere és a lemezcsere nem jár együtt azzal,

hogy az egész elektronmikroszkóptörzsbe levegőt kell beengednünk, egy-egy felvétel idejét kb. 10 percre tehetjük. A nedvességnyomok eltávolítására a gép kazettaterében foszforpentoxidot alkalmazunk.

Az elektronágyú az objektívlencse táplálására a hálózati 3×380 voltos 50 periódusú áramot használjuk, amit feltranszformálunk 0–60 kV-ra és egyenirányítunk. A mágneses lencsék táplálására autoakkumulátort használunk. A pumpákat a hálózati árammal tápláljuk. Vizsgálat alatt az elektronáram erőssége 0,5–0,6 mA. Az elektronsugár maximális teljesítménye 36 watt. Üzem közben a készülék összteljesítménye 1,5 kW.

A vizsgálat alatt az elektromos áram és a vákuum mértékének adatai beépített műszereken leolvashatók, ill. ellenőrizhetők.

A készülékkel kapott képek mérete 85 mm átmérőjű kör. Az elérhető felbontóképesség 20–50 Å, ennek megfelelően a hasznos nagyítás 100–150.000-szeres. A felvételek elektronoptikai nagyítását fényoptikai úton növelhetjük és a lemezeken szabadszemmel nem látható részleteket a hasznos nagyítás határáig felnagyíthatjuk.

Mint az elmondottakból láthatjuk, az elektronmikroszkópok szerkezeti felépítése könnyen áttekinthető. A megfelelő elektromos, vákuumtechnikai és elektronoptikai elvek betartása és helyes alkalmazása mellett megbízhatóan működő gép szerkeszthető.

Guba Ferenc

MTA Méréstechnikai és Automatizálási Intézet

KÖNYVSZEMLE

ANKÉT

Gyulai Zoltán: Kísérleti Fizika c. tankönyvéről

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1953. november 30-án ankétot rendezett Gyulai Zoltán: Kísérleti Fizika c. tankönyvéről, mely a Közoktatásügyi Kiadónál jelent meg. A bevezető referátumot Szalay Sándor Kossuth díjas egyetemi tanár tartotta. Az előadást élénk vita követte, melyet Gyulai Zoltán zárszavával foglalt össze. Az alábbiakban közöljük az ankét jegyzőkönyvének részletes kivonatát.

Az ülést Szigeti György főtítkár a következő szavakkal nyitotta meg:

Társulatunk az idei évben egyik legfontosabb célkitűzésének azt tekinti, hogy a fizika területén a fizikusok munkájára vonatkozólag társadalmi bírálatot gyakoroljon. Így tervbe vettük, hogy felülvizsgáljuk az egyes intézeteknek a munkáját, a fizikusképzésnek a menetét, megbíráljuk a fizikusok publikációit is, könyveket, dolgozatokat.

Ennek a programunknak a keretében igen fontos lépésnek tartjuk a mai könyvankétot. Régóta hiányzó munka jelent meg ezzel a művel a magyar könyvpiacra, nagy úrt jelentett eddig a kísérleti fizika tankönyv hiánya.

Azt szeretnénk most megnézni, hogy mennyiben felelt meg ez a könyv a várakozásoknak, hol vannak a könyvnek hiányosságai, hogy ezeket a második kiadásban pótolni lehessen. Ez a mai ankét célja. Ezért fontos, hogy minél nagyobb számban szóljanak hozzá a témához.

Felkérem Szalay Sándor akadémikus kartársat, hogy mondja el referátumát.

Szalay Sándor:

Mi oktatással is foglalkozó kísérleti fizikusok má régen érezzük hiányát egy kimondottan kísérleti fizika tankönyvnek, azaz egy olyan könyvnek, amelyik a természet kísérleti megfigyelésén épül fel és a megfigyelt kísérletek alapján induktív logikával és absztrakcióval állapítja meg az általánosabb törvényszerűségeket. Az e téren magyar nyelven kapható könyvek részben elavultak (Tangl, Rohrer), részben régen kifogytak a forgalomból. Úgy jelen egyetemi hallgatóságunk, mint fiatal tanársegéd munkatársaink az idegen nyelvek terén nem rendelkeznek általában kellő ismerettel és különben is idegen-nyelvű könyvek nehezen és csak korlátozott példányszámban szerezhetők be. Éppen ezért örömmel üdvözljük Gyulai Zoltán kartársunk könyvét egyrészt mert e könyvre már nagyon nagy szükség volt, másrészt mert az ő egész munkássága úgy a tudomány, mint a pedagógia terén garancia arra, hogy a könyv tényleg olyan, amelyet vártunk.

A könyv két részben, 2 kötetben jelent meg a Tankönyvkiadó Váll. kiadásában. Az első kötet 284 oldal, 315 ábrával, a második kötet 312 oldal terjedelmű 342 ábrával. A könyv értékei közül első helyen kiemelem az experimentális felépítettségét, ami az empirikus észleléseken alapul, a fogalmakat számos kísérlettel vezet be és számos példával illusztrálja. Ezek segítségével kifejleszti a hallgatóban a fizikai fogalmakkal szembeni érzéket és megtanítja a hallgatót a természet empirikus megismerésének logikai módszerére, amelyet

sok hazai könyvből, jegyzetből erősen hiányolunk. Kísérleti fizikai tankönyv vagy jegyzet felépítésénél hibának tekinteném azt, ha valaki fordított, tehát inkább elméleti szemléletre mutató logikai módszert használna, azaz előbb tárgyalja az általános fizikai törvényt és azután igyekszik azt kísérletekkel igazolni. Ilyen deduktív tárgyalási mód nem nevelhet önálló, eredeti kutató munkára. Nagyon örülök, hogy Gyulai kartárszen könyvében ennek az ellenkezője történt és így egy valóban kísérleti tankönyvet kaptunk. Az anyag felosztása részarányos, nagyon jó, természetesen láthatóan mérnök számára készült, tehát a mechanika meglehetősen részletes. Ettől függetlenül a könyv fizikus hallgatók számára is nagyon jó, de ha közvetlenül erre a célra készült volna, akkor természetesen az atommag fizikát a mechanika rovására lehetett volna egy kicsit bővebbre venni. Célszerű lett volna a fizikai mérőműszereket (műszer fizika) egyes helyeken részletesebben tárgyalni. Természetes, hogy a tudomány mai fejlettsége és oktatásunk mai specializált követelményei mellett lehetetlen egy tankönyvet úgy megírni, hogy az minden igényt és követelményt egyszerre kielégítsen. Ennek ellenére azt kell mondanom, hogy a könyv a fizikus hallgatók számára is nagyon jó oktatási segédkönyvnek.

Helyesnek tartom, hogy sok fizikai jelenség gyakorlati alkalmazásaira a sportból hoz fel példákat, a szerző mert ezzel egyrészt a fizika sokoldalú alkalmazhatóságára mutat rá, másrészt a sport iránt fogékony ifjatság érdeklődését felkelti.

Nyelvezete, stílusa jó, könnyen érthető, világos, csak egy-két helyen találkozunk olyan fogalmazással, amelyik félreértésre adhat alkalmat. Ábrái szépek, világosak, áttekinthetők, bár egy-két hibás ábra is csúszott be, ami egy ilyen nagy terjedelmű és sok részletre kiterjedő könyvnél elkerülhetetlen és a további kiadásoknál javítható.

Sok helyen van történeti megjegyzés, ami a fizika tudományának történeti fejlődésére rámutat és feltétlenül szükséges is. Célszerű volna ezt még sok más helyen is megtenni, legalább lábjegyzetben.

Pedagógiai előnyös és helyes a mágnesség tanának az elektrosztatika elé helyezése, mert ezáltal a térorróság fogalma az egyszerűségi elv alapján, az empirikus szemléletből természetesebben bevezethető és az elektrosztatikában már kevesebb nehézséget okoz. Helyes továbbá a rezgések és hullámok külön fejezetben való tárgyalása, mert ez fogalmakra a hangtanban, az elektromosságtanban, a fénytanban és az atomfizikában egyaránt szükség van. Ugyanakkor azonban célszerű lett volna a rezgések összetételét (Lissajous-féle ábrák) valamint a polározott rezgéseket szintén a fejezetben belül tárgyalni, nem pedig a dinamikában, ahol az még nehézségeket okoz.

A részleteket illetően még a következőket tudom mondani. Igen jó a harmonikus rezgőmozgással kapcsolatban a fázis fogalmának igen alapos, több szempont szerinti tárgyalása. Helyes a centripetális és centrifugális erőnek részletes és világos tárgyalása, mert ez a mechanikának igen fontos fogalma. A 42. 43. oldalon vizsgált esetben azonban a fogalmazás nem elég világos. Célszerűbb lenne pontosan megjelölni azt a koordináta rendszert, amelyből a zsinór elvágása esetén bekövetkező eseményt szemléljük. Egyébként igen jó és szükséges a VI. fejezet »gyorsított koordináta rendszerek« beható tárgyalása.

Nagyon jó és könnyen érthető a giroszkópok világos, experimentális tárgyalása, ami a megértést nagyon megkönnyíti. Célszerűnek tartanám, ha az aerodinamikai paradoxont a Bernoulli tétel tárgyalásával kapcsolatban megemlítené és kiemelné, mert egyébként csak a rezgésben említi futólag az önzérzéssel kapcsolatban.

Természetesen nemcsak azért ültünk itt össze hogy a könyvet dicsérjük, hiszen egy anekdotának nemcsak ez a feladata, hanem az is, hogy az apróbb hibákra rámutassunk azért, hogy a későbbi kiadás folyamán ezeket ki lehessen javítani. Hogy ilyen apróbb hibák egy ilyen nagy anyagot felölelő, és a mai munkával túlterhelt elfoglaltságunk mellett előfordulnak, az magától értetődő.

Az is magától értetődő, hogy egy könyv a szerző eredeti, egyéni felfogását tükrözi vissza és ugyanazt az anyagot 20 különböző szerző 20 különböző módon, az általa helyesnek tartott módon dolgozná fel és írná meg. Itt csak néhány kisebb vélt hibára szeretnék rámutatni, hogy azok a második kiadásnál kijavíthatók legyenek.

A 69. oldalon a tömegközéppont definíciója önkényesnek látszik. A könyv általános empirikus szemléletével ellentétben itt egyszerűen definiálja a fogalmat anélkül, hogy előbb kísérlettel, az új fogalom bevezetésének szükségességére rámutatna. A következő oldalon egy példán ezt már megteszi. (L. 72. ábra.)

A 22. oldalon az egyenletesen változó mozgással kapcsolatban csak a szabadesésről beszél. A Pohl-féle tintaspriccelős ejtőgéppel kapcsolatban tárgyalja a szabadesés törvényszerűségeit, de nem általánosítja azokat minden egyenletesen változó mozgásra. A súrlódási erő tárgyalása a 76. oldalon található, amikor még a lejtőről nem volt szó és a tárgyalásban a lejtőn fellépő erő komponensekre bontását felhasználja. A lejtővel viszont később a kényszermozgásoknál a 80. oldalon foglalkozik a szerző. Célszerűbbnek tartanám a kényszermozgásokat előbb, a szabadmozgások után tárgyalni.

A mágneses erővonalak szemléltetésekor többször használatos a »porábrák« elnevezés, de egyszer sincs megemlítve, hogy vasreszeléket alkalmaz.

Az önindukció fogalmát a 116. 117. oldalon nagyon világosan tárgyalja, de egységének (Henry) bevezetéséről és megemlítéséről egyáltalán megfeledkezik.

A 193. oldalon a fizikai fénytan bevezetésénél kivételesen eltér a könyvre egyébként annyira jellemző és annyira jó empirikus bevezetéstől és tárgyalási módtól és mindjárt kezdetnek a fény egyenletét írja fel. Helyesebb volna egy kísérletből, pl. a varrótű árnyékának a kísérletéből kiindulnia és felvetni azt a kérdést, hogy mi a fény tulajdonképpen? A későbbiekben pedig a kísérlet alapján, valamint további kísérletek (interferencia és poláros fény) alapján megállapítania, hogy a fény hullámmozgás és pedig transzverzális hullámmozgás.

A Millikan-féle kísérletet Millikan-Ehrenhaft kísérletnek nevezi. Minthogy Ehrenhaft mérései közismerten nem állták ki a tudományos kritikát, helyesebb az ő nevét itt meg sem említeni.

Kötelességszerűen megjegyzem, hogy a könyv nem mentes a sajtóhibáktól.

A fenti apróbb hibákat nem azért soroltam fel, mintha azok a könyv értékét bármiben is csökkentenék, hanem inkább azért, mert azokat oktatásunk folyamán munkatársaimmal együtt észrevettük és a szerzőnek kívánunk szolgálatot tenni azzal, hogy figyelmét felhívjuk, a következő kiadásnál korrigálás céljából. Hangsúlyozom azt is, hogy felsorolásom nem tarthat számot a teljességre, sem a könyv jó oldalait, sem hibáit illetően, hiszen egy ilyen nagy munka részletes áttanulmányozása csak oktatási tapasztalatunk folyamán, évek alatt lehetséges.

Összefoglalásképpen azt mondhatom, hogy szinte örömmel fogadtam ezt a kitűnő és valóban teljesen experimentális szemléletű könyvet, amelynek oktatásunkban rengeteg hasznát vesszük és amely hallgatóink szakmai fejlődését igen nagy mértékben elősegíti. A könyvön általánosságban meglátszik, hogy egy értékes szakmunkában eltöltött emberi élet egész szakmai és pedagógiai tapasztalata benne fekszik és nézetem szerint ilyen könyvet csak bennedzes tapasztalat alapján lehet megírni.

*

Hozzászólások:

Tarján Ferenc: Azon a jogon szólok hozzá, hogy én ezt a két kötetet tényleg elolvastam, nemcsak belelapoztam. Híd akarok lenni az egyetemi és középiskolai oktatás között. A könyvet csak dicsérni lehet. Hálásak lehetünk az illusztris szerzőnek, hogy átszűrte bennünket a fizika tanítás nehézségei és üttörő munkát végez, irányt mutat. Gyulai prof. ezt a könyvet az I. éves mérnököknek szánta, de véleményem szerint a gyakorló mérnököknek is elengedhetetlenül szükséges. Nem osztom

Szalay prof. azon véleményét, hogy a könyvben kevés az atomfizika.

Ha megnézzük a címjegyzéket, egyben nagyszerű útmutatót találunk. Csak szerintem túl sokat akar adni az I. éves hallgatónak a szerző. Sok tudást feltételez róluk. A középiskolából nem hoztak annyi tudást magukkal, hogy a könyvet mint egy érdekes olvasmányt olvashassák. Pl. amikor a tankönyvben az irányhatásról olvasok, az az érzésem, hogy komoly szakkönyvet tanulmányozok. Baj van azonban a példányszám körül. A könyvet nem tudtam megkapni a Pedagógiai Könyvtárban és csak erőlyes fellépésem után küldték meg másnap postán. Megvenni a könyvet nem tudom. Lehetetlen állapot, hogy egy könyv megjelenik és nem lehet hozzáférni.

Mátrai: A könyv kis példányszámának papírhiany az oka.

Goll György: Gyulai prof. könyvét megjelenése után azonnal használni kezdtük az eddig segédkönyvül használt Papalekszi »Fizika« mellett és az idei évben sikerült az egyetemi könyvtárt olyan példányszámmal feltölteni, hogy használata általánossá vált. Ennek oka abban található, hogy az egyetemen I. éves vegyészek számára heti 3 órában tartott előadás didaktikai alapjai azonosak Gyulai prof. módszerével és könnyen lehetett párhuzamba hozni a vegyészek számára kiválasztott szempontokat Gyulai prof. könyvével. Sikerült a könyvet a hallgatók számára kézikönyvül használni olyan formában, hogy az előadásokon az idő rövidsége miatt csak vázlatosan érintett kérdéseket a hallgatók saját munkájukkal önállóan kidolgozzák. A veszprémi fizika oktatás súlyt helyez arra, hogy a hallgatók ismereteikkel kapcsolatban gyakorlatilag értékesíthető fizikai megoldásokat számszerűleg tudjanak megállapítani, ebben segítségére van Gyulai könyvének elég sok fizikai állandót tartalmazó táblázata is. Természetesen azzal, hogy a könyv teljességre törekszik, lehetetlen, hogy minden szakmának a kívánsága teljesedjék. Gyulai prof. könyvével az elemi fizika oktatása sokat nyert, mert a magyar tankönyvirodalomban a ma már elavult Rhorer : Fizika óta nem volt egyetlen könyv sem, mely olyan mértékben törekedett volna az általános használhatóságra, mint Gyulaié.

Egy könyv első kiadása véleményem szerint a szerző tapogatózását kísérleti formában tartalmazza az igényeket illetően. Így volt ez a Grimsehl : Lehrbuch der Physik 1909. évi első kiadásával is. A hozzászólások tették lehetővé Grimsehlnek és utódainak, hogy a könyv 12 kiadást ért meg. Szeretném remélni, hogy ez lesz Gyulai könyvének is a jövője.

A tárgyba felveendőnek tartom Eötvös ingáinak ismertetését a terepen való mérés vázlatos tárgyalásával együtt. Úgyszintén meg kellene emlékezni a Bunsen-jékaloriméter ismertetésénél Schuller és Wartha munkáiról. Azonkívül vegyészek számára szükséges lenne, ha a könyv részletesebben ismertetné az elektrolitikus disszociációnak Arrhenius és követőitől kifejtett elméletét, sőt megemlékeznék Debye és Onsager munkáiról is. Ennek előzménye gyanánt lehetne valahol a hőtanban a fázisváltozásokat tárgyaló résznél beiktatni az anyagok fizikai thermostabilitásáról egy fejezetet, amivel kapcsolatban meg lehetne emlékezni Than Károly klasszikus disszociációs kísérletéről. Szükséges volna a vegyészek számára a geometriai fénytannal helyet kérő atom molekula- és strukturrefrakció kérdésekről megemlékezni, melynek tárgyalása a vegyészek számára írt fizikában feltétlenül szükséges.

Didaktikai szempontból nem világos, hogy miért van a magnetika három részre tagolva. Ez az előadásoknál nehézséget okoz, mert pl. Veszprémben legcélszerűbbnek bizonyult a magnetosztatikát a villamos áram mágneses hatásaival egy időben tárgyalni és ugyanott ismertetni az anyagok mágneses tulajdonságait is. Ugyanitt kellene megemlékezni néhány mérőmódszerről a specifikus szuszceptibilitást illetően. Kíváncsi vagyok tartanám azonkívül a második kötet végén a radiotechnika elemi ábráinak szokásosabb formába való ábrázolását. Azon elírásokat és index-, valamint jelölési hibákat, melyek

egy első kiadású könyvben szinte szükségszerűen előfordulnak, a második kiadás ki fogja javítani. Az általános használhatóság kedvéért szükségesnek látszik, hogy a könyv az eddigénél sokkal bővebben tartalmazzon táblázatokat anyagállandókról, melyeknek gondos kiválogatása bizony elég nagy feladat.

A használhatóság fokát növelné, ha a könyv fehérebb papíron lenne nyomtatva, mert a hallgatók jelentése alapján a papíros sárgás színe fárasztó hatású. Azonkívül kemény bekötési tábla is szükséges az időelőtti elhasználódás megállítására.

Hadász István: Kifogásolnám azt, hogy az időállandóságnak és az idő mérésnek fogalma fel van cserélve. Egyidejűségről beszél már ott a szerző, ahol még nem definiálta, hogy mit értünk egyidejűség alatt. Ebből következik, hogy a folytonosság fogalma sincs tisztázva. Helyesnek tartanám, ha ezt a kérdést a szerző kijavítaná és megfelelő kísérleti alátámasztást adna.

Tarján Ferenc: Azt akarom, hogy a hozzászólások ne elhangzott szavak legyenek. A könyv bírálatához ne csak az itt jelenlevők szóljanak hozzá, hanem mindazok, akik fizika tanítással foglalkoznak. A könyv írása még nincs lezárva. Az lenne a javaslatom, hogy észrevételét, bírálatát mindenki írja le, gyűjtsük össze és küldjük el Gyulai professzornak.

Tarnóczy: A hallásról szóló fejezetben a 202. oldalon a phon fogalma van bevezetve. Helyesebb lenne a decibel fogalmat bevezetni. A 9. fejezetben szerepel egy olyan kijelentés, hogy a húrok nem harmónikusan rezegnek. Azt hiszem, hogy a húrok rezgései mindig harmónikusak. Csak azért gondolja azt az ember, hogy nem harmónikusak, mert esetleg a gerjesztés során vannak olyan periódusok, amikor a gerjesztés lecseng. Ha nem sok periódust nézünk, feltétlenül harmónikusnak kell lenni a rezgéseknek, mert ha a Fourier-féle analízist végre lehet hajtani, akkor a rezgés harmónikus. Megjegyzem, hogy a robbanási hullám visszatérésénél nagy távolságú körzetben, amikor a primer hullámot már nem hallja az ember, meg kellene említeni, hogy a levegő rétegek felfelé általában hidegebbek lesznek és csak a sztratoszférában van olyan légréteg, amelyről a hullám visszaverődhet.

Személyi: Alapos áttanulmányoztam a könyvet és azt tapasztaltam, hogy a középiskolai tudásra építve nagy lépést jelent az eddigi könyvekkel szemben. Az egyetemi hallgatók nagyon jól megértik. Amelyik része nem érti meg, az részben a középiskolai oktatás hibájául róható fel, részben pedig annak, hogy a hallgatók egy része nem veszi elég komolyan a középiskolai fizikát.

Szigeti György: Sok szó hangzott el arról, hogy a középiskolai alapképzés nem kielégítő. A jelenlévő középiskolai tanároknak mi a véleménye erről?

Kunfalvi Rezső: Középiskolai részről legyen szabad egy-két szót szólni Gyulai professzor könyvéről, mely a gimnáziumi tanároknak rendkívül nagy nyereséget jelent. Egyetlen szerzőtől származó, átfogó könyvünk nincs, csak ez a könyv. Papalekszi, amire bizonyos fokig támaszkodhatunk, nagyon kellemes olvasmány, de szét-eső, nem teljes fizika könyv. A Gyulai-féle fizikakönyv két fő közönsége az egyetemi hallgatóság és a középiskolai tanárok. Akiknek szükségük van arra, hogy legyen egy kézikönyv a kezükben, amelyben könnyen utána lehet nézni korszerű adatoknak, anélkül, hogy a szélesebb irodalmat fel kellene lapozniuk. Egyetemi tankönyvnek tömörnek, rövidnek kell lennie. Kézi könyvnek nagy mennyiségű adatot kell tartalmaznia, mert ha egy előadó néz utána a dolgoknak, szeretne nagyobb perspektívát kapni. Igen nehéz egy tankönyvnek mindkét igényt kielégíteni. Igen jól megfelel ez a könyv mindkét célnak. Talán lesz egy kisebb és egy nagyobb Gyulai, amelyben a középiskolai tanárok könnyen utána lapozhatnak valamely adatnak. A kisebb Gyulai lenne szigorú értelemben vett egyetemi tankönyv. Ezt a könyvet kisebb simításokkal nagyon jól lehet használni. Élvezetes a stílusa, tömör; tanuláshoz igen alkalmas. Jó lenne, ha egy megfelelő kísérletező könyv is rendelkezésünkre állna, függetlenül ettől a könyvtől,

amely a megfelelő kísérleteket is leírja. Nem nélkülözhetünk egy jó fizikai példatárat sem.

Szalay Sándor: Nagyon sok értékes hozzászólás hangzott el, de hogy ezek tényleg kiértékelhetők legyenek, a hozzászólók a könyvvél kapcsolatos tapasztalataikat írásban küldjék meg Gyulai kartársnak. Az első kiadás nagyon kis példányszámban jelent meg, reméljük, hogy a második kiadás minél nagyobb példányszámban jelenik meg. Hozhatunk olyan határozatot, hogy felmérve a fennálló szükségletet tekintettel a könyv értékére, javasoljuk a minisztériumnak, hogy rendkívül nagy számban adja ki.

Dukáti Ferenc: A »Kísérleti Fizika« tankönyvet én magam is nagyon nehezen szereztem meg. Ha egy könyv hamar kifogy, ez már magában jó jel. Ez alkalmat szeretném felhasználni arra, hogy megemlítsék egy-két olyan dolgot, amely az én felfogásommal megegyezik, s amely a második kiadásban esetleg kihozható. A könyv bevezetésében utal arra, hogy a középiskolai tudás nem elég egységes. A Magyar Szabványügyi Hivatal foglalkozik az egységes terminológia kérdésével és van már szabvány a hangtani, fénytani és villamossági alapfogalmakról. Ezeket a szabványokat Gyulai professzor egyeztetés útján a következő kiadásnál figyelembe tudná venni. Nem ártana ezenkívül egy jelölési táblázatot is összeállítani, nevezetesen, hogy a könyv milyen jelöléseket használ. A II. kötet utolsó fejezetét jobb volna függelékként kiadni, mert így a könyv 5–10 év múlva is jó lenne.

Pócsa Jenő: A könyv bírálatánál több szempontot lehet figyelembe venni. A felöltet anyagot én most a felfogás módja és kivitele szempontjából szeretném megítélni. A könyv némileg túlmegy az I. éves mérnökötől megkövetelt anyagon. A felfogás módja dícséretes, gördülékenyen, jól kapcsolódnak a részek egymáshoz, a kísérleti tapasztalatokkal való felépítés nagyon helyes. A kísérleti szempontok azonban néhány helyen hosszúvá teszik a tárgyalást. Kapcsolódom Szalay professzor azon megállapításához, hogy a könyv egy régi ürt pótol a fizika-irodalomban. Kísérleti fizikáról eddig még nem jelent meg magyar tankönyv, és éppen ez említett okokból feltétlenül több példányszámba volna szükség. A feldolgozás módját illetőleg fontos kérdés a feldolgozás kivitele. A könyv túl kevés tipográfiát használ, ezért nehéz egy kicsit a használata. Célszerű volna egyes részeket más tipográfiával jelölni. A tipográfián kívül a stílus kérdése is igen fontos. Ebben a tekintetben a könyv nagy kíváncsiságot kelt magán. Túl sok benne a latin kifejezés. Ezeket a következő kiadásban jó volna kiszűzni, vagy pedig miután a magyar jelentése kerülne a helyükre, azokat zárójelbe tenni. A képanyag szerencsére és jól van összeválogatva; volna azonban pár javítási ötletem. Azt látjuk például, hogy a könyv közli a tangens galvanométernek és a dörzs-elektromos gépek ábráját, jóllehet ezek régi, idejétmúlt készülékek. Ugyanakkor nem találunk ilyen képeket sem a lágyvasas sem a forgótekerces műszerekről, ezekről csak sematikus ábra van. Javasolom néhány modern műszer ábráját. Megjegyzem, a könyvben az olvasható, hogy a keréken lévő láncot nyugvó koordináta-rendszerből szemléljük, ez pedig fordítva van. Helyenként vannak a könyvben apró pongyolaságok, pld. a 39-ik oldal a 118-ik oldallal ellentmond. Egyik helyen Eötvös méréseinek pontossága mint 1/200000 a másik helyen mint 1/2 millió van megadva. Ez meglehetősen zavaró ellentmondás. A 39-ik oldalon egyszerűbb szemléltetést lehetne adni Newton alaptörvényeiről. A mágneses tér fejezetben a kísérleti demonstráció azzal kezdődik, hogy a patkómágnes közé helyezzük el az anyagot. Véleményem szerint sokkal célszerűbb volna egy solenoid tekercsel bemutatni ezt a kísérletet.

Szolnoki Imre: Kifogásolom, hogy a Békési-féle fülanatómiai és hallásfizikai vizsgálatok nincsenek megemlítve a könyvben. Talán a következő kiadásban ez a hiány pótolható lesz. Továbbá hiányolom hogy a könyv nem tárgyalja az Eötvös hatást, pedig annak fontos hadászati és technikai jelentősége van. Az Eötvös hatást orosz kutatók is igazolták.

Mátrai Lászlóné: Ehhez a kérdéshez a tárgyi igazság kedvéért kívánom megjegyezni, hogy a 116-ik oldalon megtalálható, hogy a testeknek a Coriolis erő következtében beálló súly növekedésének vagy csökkenésének kimutatása Eötvös nevéhez fűződik.

Hadász István: Azt kifogásolom, hogy a kapilláris Eötvös törvény, valamint az Eötvös-féle torziós inga kimaradt a könyvből. Hiányolom még azt, hogy a gravitáló és tehetetlen tömeg egyenlőségének tárgyalása is kimaradt, holott ennek legfontosabb bizonyítékát magyar szerző, Renner János adta.

Szalay Sándor: Azt hiszem, hogy túlsókat követelünk egy tankönyvtől, ha azt akarjuk, hogy Eötvös egész munkássága benne megtalálható legyen.

Pócsa Jenő: Ajánlatosnak tartanám, ha a könyv egyes fejezetei után példák következnenek.

Csekő Árpád: Ismeretes, hogy a középiskolai könyvek átdolgozás alatt vannak. A középiskola és az egyetem közötti »szakadékra« vonatkozólag az a véleményem, hogy a legnagyobb nehézséget a jelölési különbség okozza, amely fennáll az egyetemi és középiskolai jelölés között.

Makranczy Béla: Ügyes gondolat a fejezetek után példák betevése. Ez tankönyv jelleget ad a könyvnek, bár anélkül is annak számít. A hallgatósággal kapcsolatban az a tapasztalat, hogy a rendelkezésre álló példatárakat nemigen vásárolják meg, vagy nemigen tudnak vele mit kezdeni. Az anyag meglehetősen szétszóródik bennük. Gyulai prof. könyvében lehetőleg mindenütt olyan példák jelenjenek meg, amelyek az anyag elmélyítését szolgálják.

Szigeti György: Felkérem a szerzőt, hogy a kérdésekre adja meg a választ.

A szerző zárószava: Az elhangzott sok elismerést köszönöm. Újból kihangsúlyozom, hogy a gyors munka miatt történt sok sajtóhiba igen sajnálatos. A könyvvél kapcsolatban már sok hozzászólást és megjegyzést összegyűjtöttem. Szalay professzornak most elhangzott megjegyzése a tömegközéppontra vonatkozóan teljesen helytálló. Valóban igaz, hogy ezt a forgató nyomaténál lehet legszebben bemutatni. A könyv felosztása miatt azonban fogalmilag ennek ide kellett kerülnie.

A 193. oldalon a hullámmérettel kapcsolatosan a következő megjegyzést teszem.

Van egy kéziratom a fizika tanításának módszerére vonatkozólag, ahol ezt nagyon részletesen kifejtem. De általánosan keresztülvihető tanítási eljárás erre nincsen. A fénytannal bevezetésénél a hullámegyenlet felírásának célja az, hogy előre tájékoztassa a hallgatót arról, hogy miről lesz szó. Hasonlóan az elektromosságtan tárgyalása előtt is megmondtam, hogy az elektromosságot korpuszkuárisan fogjuk fel, hogy a hallgató szemlélődő képességét megkönyítsem.

A Millikan név mellől Ehrenhaft neve elhagyható. Az atomfizikát illető megjegyzésre azt válaszolom, hogy tartanom kellett magamat a méretekhez és ahhoz, hogy a könyv a mérnökök számára készült. Előre megadták, hogy a könyv 320 oldal legyen. A könyv alapvető részét adjuk csak elő, de a könyvnek teljesnek kell lenni. A hallgatóság ha nem is tanul meg mindent a könyvből, de figyelmesen elolvassva, kap egy tudományos perspektívát.

Szó van arról, hogy szakfizikusok számára legyen egy bővebb tankönyv. Minden egyetemi könyvnek arra kell törekednie, hogy a hallgató érezze benne a tudományos rendszert. Ez sajnos középiskolában megoldhatatlan kérdés. Nekünk kell éreztetni velük, hogy mi a tudomány keletkezési módja. Rá kell nevelni a hallgatót arra, hogy törje a fejét. Ha a hallgató szereti a fizikát, és ha a könyvet áttanulmányozza, sok részt önállóan képes megérteni, már maga nagy eredmény. A fizikát nem lehet regényként olvasni. Hogy hogyan állunk ebből a szempontból, hivatkozom a következőkre:

Most jelenik meg Pohl könyvének egy újabb kiadása. Egy ismertetésben azt írja egyik professzor: »Vajjon mikor ériük el azt az időt, midőn Pohl könyvét a hallgatói kezébe adhatjuk?« Ebből látható az, hogy Németországban a középiskolai vonalon szintén nem kapnak a hallgatók még eleget. Pohl előadását régebben is a hall-

gatók kétszer, háromszor hallgatták végig. Én kétszer hallgattam meg Pohl előadásait. Pohl könyve tényleg nehéz; nehéz a hallgatóknak. Egyetemi tankönyvnek és így ennek a tankönyvnek is az a célja, hogy a hallgató tényleg uralja az anyagot, el tudjon benne igazodni és végül kapjon belőle egy tudományos perspektívát és a természetről egységes képet. A hallgatónak nincs meg általában a tudományos összefoglaló készsége, gondolkodásában nem szisztematikus. Nemrég írtam a Köznevelésben egy cikket. Ebben kifejtettem, hogy néha még a jó diákok sem veszik észre, hogy az alapdolgok jó tudásán épül fel az egész fizika.

Dukáti kartársnak feleletül: van egy mozgalom, ami a jelölések egységesítését illeti. A jelölésekben én többé-kevésbé azokat használok, amiket nemzetközileg használni szoktak. Sajnos egyenlőre még a szokásból alakultak ki bizonyos jelölések. Teljesen egységes jelölést azért nem lehet keresztülvinni, mert nincs elég betű. Kénytelenek vagyunk ugyanazt a fizikai fogalmat gyakran nem ugyanazzal a betűvel jelölni. Teljesen hasonló a kérdés az egységekkel is. Itt is az a helyzet, hogy egyenlőre kialakultak szokások. Technikusoknál, fizikusoknál kialakulnak használatos egységek, melyek az illető területen kb. a legegyszerűbbek. A gyakorlatból alakult ki bizonyos célszerű jelölés és egység. A hallgatóknak azt szoktam mondani, hogy egy egyenletben nem azt kell nézni, hogy milyen betű van ott, hanem azt, hogy mit jelent az a betű.

A hallgatóknak tudni kell azt, hogy különböző fajta egységek vannak; még műszaki vonalon sem egységesek az egységek. Ha egy műszaki könyvet elolvassuk, tudni kell azt, hogy különböző egységek vannak és ezt át kell számolni. Egy pár órát vagy napot kell áldozni arra, hogy a hallgató megtanulja, hogy bizonyos területen hogyan megy az átszámolás. Ezek a kis akadályok nem olyan nehezek és ezeket a hallgató könnyen áthidalja. Azonban egy évi fizika tanulás után nem lehetséges, hogy az összes egységekkel rutinosan számoljanak a hallgatók.

Pócza kartárs a kevés betűfajtról tett említést. Ezt elfogadom, de viszont nagyon sok betűfajta használatát nem tartom célszerűnek.

Valóban igaz, hogy a könyv sok latin kifejezést is használ. Helytelen volt, hogy a latin és görög szavak után a magyar jelentésüket nem írtuk oda. Egyik hallgató pl. a mágneses momentumot mágneses pillanatnak fordította. Nem tartom azonban azt sem célszerűnek, hogy csak a magyar kifejezést használjuk, mert a nemzetközi irodalom is a latin és görög kifejezéseket használja, és ha a hallgató ezt megszokta, akkor könnyebben tud idegen nyelvű tudományos könyvben eligazodni. Az orosz nyelvű tudományos könyvek is a görög és latin kifejezéseket használják, tehát a hallgató rögtön fel tudja ismerni, hogy miről van szó. Előadásaimon mindig megmondom a latin és görög szavak magyar jelentését, és ha a hallgató a mágneses momentumot mágneses pillanatnak fordítja, ez biztos jele annak, hogy az előadáson nem figyelt.

Szerettem volna egységes felépítési módot adni, sajnos azonban ez nemigen lehetséges. Ezt mint elvi problémát elfogadom, de ez inkább didaktikai szempontból fontos.

Goll kartársnak a megjegyzéseit köszönöm, nagyon érdekesek, ezeket számba is fogom venni egy esetleges kiadásnál. Az Eötvös inga részletesebb tárgyalását helyeselem. A történeti adatok összeszedése igen sok munkát jelent, de a magyar fizikusok eredményeinek kiemelése valóban nagyon fontos.

Egy bizonyos időn belül lesz egy nagyobb tankönyvünk. A jelenlegi terjedelmét nem növelhetjük túlságosan.

Arra a megjegyzésre, mely kifogásolta a rádió nélküli alkalmazott kapcsolási rajzot, azt válaszolom, hogy mikor a rádió használata 20 évvel ezelőtt megindult, ilyenféle kapcsolásokkal sikerült egyetlen egy elektroncső segítségével szép eredményeket elérni. Hiszem, hogy lehet jobb berendezéseket készíteni, de ezzel az egyszerű rajzzal a rádió elvét könnyebb megérteni. Minden

esetre újabb kiadásban egy modernebb rádió kapcsolási rajzát is fogjuk közölni.

A fényerősségre vonatkozólag megjegyzésem az, hogy a Tangl-féle könyv a megvilágítás erősségét bocsájtja előre. Hiszem, hogy a könyvben itt hiányosságok vannak. A fotometria tárgyalása folyamán viszont ez részletesebben van tárgyalva.

Szolnoki kartárs felszólalását köszönöm. Békési érdemeit ismerem és tudom. Az Eötvös hatással kapcsolatban meg kell jegyeznem, hogy ez a könyvben szerepel, csak maga a szó »Eötvös-hatás« nem.

Tarnóczy kartárs megjegyzését elfogadom. Azonban meg kell jegyezni, hogy itt is egy olyan fogalomról van szó, amit a hallgató nehezen tud megjegyezni. A fizikának hozzá kell kapcsolódni az abszolút CGS rendszerhez.

Kunfalvy kartárs megjegyezte, hogy egy bizonyos szakadás látható a gimnáziumok és az egyetem között. Én soha nem mondtam azt, hogy a hallgatók nem tudják az egyetemi előadást megérteni. Csak azt, hogy voltak erre példák és esetek gyenge hallgatók körében. Az a hallgató azonban, aki az előadáson figyel, és a könyvet elolvassa, ezek alapján megérti a dolgokat. Ez már elég döntő arra, hogy a könyv használható. Az én tapasztalatom az, hogy a hallgatók érzik azt, hogy a fizikában van rendszer. Ez is a könyv célja.

Az, hogy két iskola között ugrás van, ez mindig volt és mindig lesz, de ez nem baj. Csak az a fontos, hogy ez ne legyen akkora, hogy ne lehessen áthidalni.

Pócza kartársnak az a megjegyzése, hogy a könyvben legyenek példák. Ezt már tervbe vettük.

Csekő kartárs megjegyzésére, a jelölésekkel kapcsolatban már mondtam, hogy itt bizonyos módon meg kell alkudni. Egység itt nincs, de mindig törekszem arra, hogy a nemzetközi jelöléseket használjuk. Már előzőleg is rámutattam annak fontosságára, hogy mindig azt kell nézni, hogy az illető betű mit jelent, nem pedig azt, hogy milyen betű.

Tarnóczy kartárs megjegyzését a visszatérő hang pontosabb indoklásáról teljes mértékben elfogadom. Ezt tényleg pontosabban meg lehet indokolni. Lényeges az, hogy egy ilyen érdekes jelenség, amit igen ritka alkalmakkor tapasztaltak, szerepel a könyvben.

Haász kartárs felszólalására, hogy az Eötvös-féle kapilláris törvényt a könyv miért nem tárgyalja, az a válaszom, hogy a felületi feszültségről nem olyan részletes a könyv tárgyalásmódja, hogy az Eötvös törvényt beillesse.

Személyi Kálmán tett egy megjegyzést. Azt hiszem, hogy a hallgatók azon része, akik komolyan tanulni akarnak, megértik a könyvet. Olyan tankönyv, melyet bárki könnyen megért, nincs. Nem hallok olyan megjegyzést, hogy a könyv nehéz volna.

Nem említették a hozzászólók, hogy a matematikai alkalmazásokban hogyan áll a dolog. Ahhoz tartottam magam, hogy a lehető legkevesebbet használjak felsőbb mennyiségtant. A differenciál számítás d jele helyett gyakran a δ jelet használok, mintegy éreztetve a hallgatóval, hogy ebből született a differenciál számítás. Azonkívül ez a δ jelet használatát nincs a fizikai tartalom rovására. A legfontosabb az, hogy a fizikai fogalmak szemléletesek legyenek a hallgatóknak.

Nagyon szépen köszönöm a sok értékes hozzászólást. Remélem, hogy egy újabb kiadás esetén a most meglévő hibák ki lesznek javítva. A hibás ábrákat is kijavítottam és új ábrák is lesznek. Új fejezetek is tervbe vannak véve.

Szíveti: Mielőtt befejezzük az ankétot, vegyük számba annak eredményeit. Nagyon hosszúra nyúlt, de megvolt a maga értéke. Hozzászólta egyetemi oktatóink, középiskolai tanáraink és a gyakorlat emberei is. Általában az elhangzott vélemények alapján megállapíthatjuk, hogy a könyv jó és igen nagy hiányosságot pótol az eddigi fizikai tankönyvek között. A Társulat nevében nagyon köszönöm a hozzászólásokat. A hozzászólásokat leszűrve, az új kiadásba bele lehet építeni az itt elhangzott véleményeket. Szalay professzornak köszönöm a referátumot, de leginkább Gyulai professzornak kell köszönetet mondani a könyv megírásáért.

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

Selényi Pál

Marx György: V-rész, az újonnan felfedezett elemi részecske

Keszthelyi Lajos: A 30 éves Compton effektus

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Csekő Árpád: Hengerrudas keret alkalmazása forgómozgások
bemutatására

EGYESÜLETI ÉLET

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

Пал Шелени

Г. Маркс: Недавно обнаруженные новые элементарные частицы — V-частицы

Л. Кестхели: 30-летний комптон-эффект

Из лаборатории учителя средней школы

А. Чеке: Применение рам с цилиндрическими стержнями к исследованию вращательного движения

Из жизни общества физиков

Библиография

Из успехов физический наук

A kiadásért felelős: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1954 II. 18. Példányszám: 2000. Terjedelem: 4 (A/5) iv 32 ábrával

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 30140 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IV. évfolyam

2. szám

1954. május

Selényi Pál

Ezen a kora tavaszi vasárnapon árva lett a Fizikai Intézetben napfényes dolgozószobája, a magyar tudományos élet virágzó fájáról letört egyik legszebb ág, lezárult a klasszikus fizikai kutatások egyik fejezete. 1954. március 21-én, 69 éves korában elköltözött az élők sorából Selényi Pál.

Több mint négy évtized munkáját hagyta örökségül, de az elmulás elvitte mindazokat az alkotásokat, amelyekre gyenge testi ereje mellett is lobogó, a fizikai kutatásért, kísérletezésért rajongó lelkesedése még képes lett volna.

Nehéz arról beszélni, akit mindnyájan szerettünk. Jelleme az igazi tudós és nagy alkotó minden vonását tükrözi. Akik hozzá közel álltunk és elejtett szavai nyomán gondolataiba bepillanthattunk, előttünk kidomborodnak azok az igaz emberi vonások, melyek a szerény tudós jelkének legbelsejét tükrözték, az a határtalan szeretet, amellyel a fiatalabbakat, munkatársait és általában a vele összeköttetésben lévő embereket kezelte. A megfontolt kritikával párosult izzó lelkesedés a haladás gondolataért, a haladás mellett a hagyománytisztelet, a fizika klasszikusainak és alkotásainak tisztelete. Ezt igyekezett átplántálni környezetébe és az általa nevelt ifjúságba, folytonos törekvése volt, hogy magyar hagyományaink, nagy fizikusaink munkáját az ifjúság megismerje. Meggyőzően sugárzott minden szavából az a tisztelet, amelyet tanítómestere, Eötvös Loránd iránt tanúsított, ez mély benyomást gyakorolt mindazokra, akiket tanított, nevelt. A hagyományok mélységes tiszteletével egyszerre lelkesedett a haladásért. Meggyőződéses és bátor tagja volt a Magyar Dolgozók Pártjának.

Nem véletlen volt a magyar hagyományok ilyen tisztelete. Ez abból a mélységes hazafias meggyőződésből fakadt, amelyben ő élt. Büszke

volt rá, hogy nagyapja a magyar szabadságharcban Kossuth katonája volt, számára a magyar föld az egyetlen élet lehetőség. Érte életében üldöztetés, számos mellőztetés, ezért ő soha, egy percig sem gondolt arra, hogy hazáját elhagyja, bár erre minden lehetőség megvolt. A legnehezebb időkben is kitartott, hazájában maradt.

Tudományos munkáját a fizikai jelenségek kutatásában való elmélyülés, a kísérleti problémák jó meglátása és a nehezen hozzáférhető, alapvető kísérleti jelenségek biztoskezü feltárása jellemzi. Munka-területe a kísérleti fizika, főleg a műszaki fizika terén végzett tisztán tudományos kutatástól egészen az ipari felalóló tevékenységig terjed.

Kora ifjúságától halála napjáig közel 100 munkája jelent meg.

Selényi Pál 1884. november 17-én született Adonyban (Fejérmegye). 1907-ben matematikából és fizikából középiskolai tanári oklevelet nyert és 1910-ben volt bölcsészdoktori avatása. Az 1912–13. tanévet állami ösztöndíjjal Berlinben és Göttingenben töltötte. Tudományos pályafutását a Tudományegyetem bölcsészeti karán a II. sz. Fizikai Intézet tanársegédi minőségében kezdte. Első dolgozata (13) már lényegében véve tanári szakvizsga dolgozatában bennfoglaltatik. Kicsillan belőle szerzőjének egyéni munkamódszere: a jelenségek fizikai lényegébe olyan mélyen behatolni, hogy teljes kifejtéséhez azután már a matematikának elemi eszközei elégségesek legyenek. Ugyanez áll doktori értekezésére is (3), mely professzorának, néhai Fröhlich Izidornak vizsgálataihoz csatlakozik, azokat lényegesen előre viszi. Harmadik, ugyancsak optikai tárgyú dolgozata, amelyet a Tudományos Akadémia támogatásával végez, (6., 7., 8.) már egészen új utakon jár és új jelenségek felismeréséhez is vezet. Valóban ezek, valamint az ezekhez több, mint 25



észrendővel csatlakozó dolgozatai, (56., 57., 60) Selényi Pálnak kétségtelenül lényegesebb, legmaradandóbb értékű, ma már klasszikusnak nevezhető munkáját jelentik. Az interferenciajelenségek új módszerrel, ultramikroszkópos részecskéknél, mint optikai szondáknak, alkalmazásával történő vizsgálata, az első dolgozat első részének tartalma; a második rész és a második dolgozat sokkal lényegesebb eredményű, röviden annyiban foglalható össze, hogy ámbár a fénykibocsátás és fényelnyelés kétségtelenül kvantumszerűen történik, kísérleteinek tanúsága szerint a kibocsátott fényhullámok mégis pontosan úgy viselkednek, mintha a klasszikus elektromágneses hullám-elmélet értelmében a rezgő elektronok vagy Herz-féle dipólusok bocsátották volna ki őket. Kimutatta, hogy az elemi fénysugárzás megfelel a hullámoptikai leírásnak olyan értelemben, hogy az egymással nagy szöget bezáró irányokba kibocsátott sugárzás interferenciaképes. Ez az eredmény a hullámoptika szempontjából magától értetődő, annál nehezebb azonban a fénykvantumelmélet számára és annak idején ellentétben állott az Einstein-féle fénysugárzás gondolatával. Selényi felfedezése kétségkívülivé tette, hogy a fény hullámtermészete egy összefoglaló fényelmélet szempontjából a legapróbb részletekig figyelembe veendő. A Selényi-féle kísérletek egyik alappilléret képezik a modern kvantumelméletnek. Selényi eredményeit a szakirodalom számos helyen idézi. Debye a vizsgálatról úgy nyilatkozik, hogy szerencse, hogy ez a kísérlet nem látott előbb napvilágot, mert döntő mivoltánál fogva talán még fénykvantumok elméletének kifejlődését is hátráltatta volna. Így pedig a fény természetének egyik alapvető jellemvonását ez a kísérlet domborítja ki. 25 év múlva W. Kossel, a Röntgensugarak terén fedezett fel hasonló jelenséget. Ugyancsak a látható fénysugárzás hullámtermészetét bizonyítja az a kísérlete is, melyben álló fényhullámok létezését mutatta ki. Selényi Pál kísérlete mindmáig legegyszerűbb az állófényhullámokat demonstráló kísérletek között. Ez is az ultramikroszkópos részecskéknél optikai szondaként való alkalmazásán alapul. Kisebb jelentőségű, de eredeti és maradandó értékűnek bizonyult az az optikai felfedezése is (12), amely először egy aránylag egyszerű esetben példát ad arra, hogy az optikának régóta ismeretes reciprocitási tétele új optikai jelenség felismeréséhez is vezethet és arra is felhasználható, hogy segítségével a gömbhullámok viselkedésének bonyolult problémáját a síkhullámok egyszerűbb esetére vezethessük vissza. Laue a Röntgeninterferenciák tárgyalásánál nem is mulasztja el megemlíteni ezt a Selényi-féle kísérletet.

A harcéri szolgálat alatt is élénken foglalkozott az ott felbukkanó apró problémákkal. A tűzérési hang-figyelő szolgálatában néhány érdekes akusztikai problémája vetődött fel és 1918-ban a bécsi egyetemre vezényelték, hogy itt, mint katona esetleg harcászathoz használható

akusztikai problémákat dolgozzon ki. Munkásságában ennek nyoma is megmaradt (15., 16.). Egy, az olasz harcterről keltezett dolgozattal (17., 18.), melyben negatív görbületű felületeken történő tükrözést elemi eszközökkel tárgyalja, Selényi pályafutásának ez a fejezete lezárul.

Az első világháború végén ismét az Egyetemen találjuk. A tanácsköztársaság alatt tagja a tudományos egyesületek és múzeumok direktóriumának és Eötvös Lóránd halála után a közoktatásügyi népbiztos megbízásából az 1918–19. év második félévében a bölcész hallgatók részére kísérleti fizikából ad elő. Rövid időre a Posta kísérleti állomására kerül, de úgy az Egyetemről, mint a Posta kísérleti állomásáról az ellenforradalom győzelme után politikai magatartása miatt fegyelmi uton eltávolították. Ettől kezdve mint megbízhatatlan, állami hivatalt nem nyert, magán-cégeknél helyezkedett el. Két éven át Erdélyi és Szabó laboratóriumi felszereléseket és precíziós mérlegeket gyártó cégnek volt tudományos munkatársa. 1921 őszétől a két átmeneti év után a Tungsram laboratóriumában Pfeiffer Ignác mellett dolgozik. Itt közel két évtizeden keresztül végez igen sokoldalú és eredményes munkát. Az üveg hőtágulásának mérésére (23.) Patai Imrével együtt egyszerű készüléket szerkeszt. Felderíti részben Rostás Ernő munkatársával együtt (19.) a légüres izzólámpában lejátszódó változatos elektron és ion folyamatokat és ennek alapján a gázos és nem gázos izzólámpák gyors vizsgálatára egyszerű eljárást dolgozott ki. Megpróbálja a Kerr-féle jelenséget gyors lefolyású villamos jelenségek felrajzolására alkalmazni. Dr. Márton László és Rostás Ernő munkatársaival a nátrium fotocellák előállítását viszi előbbre. Az üveg elektrolízisével sokat foglalkozott. Kidolgozott eljárást a nátriumüvegen keresztül való elektrolízisére és a nátrium vakuumba vitelére. Szabadalma alapján a Tungsram gyár éveken keresztül gyártott fotocellákat. Ehhez a munkához később Patai Imre és Forró Magda csatlakoznak, úgyhogy a fotocella történetében vizsgálatai maradandó helyet foglalnak el. A vizsgálatok folyamán neki sikerült először vörösrre érzékeny nátrium fotocellákat előállítani. Dr. Vészi Gáborral együtt kidolgozza szelén fényelemek gyártását s ezeket Tungsram cég az egész világon elterjesztette. A világon mindenütt használatos fényelemes megvilágításmérő az ő gondolata nyomán született. A fényelemeknek Schottky által felvetett elméletét kidolgozza és Kőrösi Ferenczel együtt tovább fejleszti addig a pontig, amelynél túl az elmélet azóta sem jutott. Az objektív fotometria terén végzett munkásságáról, valamint a szín méréséről több kisebb dolgozata jelenik meg. Számos, csupán gyáron belül felhasznált jelentésekbe foglalt eredményt R. Sewig: Objektive Fotometrie c. munkája ismerteti. A katódsugárcsővek terén végzett újításait néhány cikke, szabadalma és Albert: Die Katodenstrahlen c. munkája teszi ismertté. Egy egészen új

fajta katódugárcsővet is talál fel, amely a regisztrálandó jelenséget, a sugár negatív elektromos töltésével a sugár útjába helyezett szigetelő lapon rajzolja fel. Kísérleteit kissé más irányban A. Fischer, a zürichi műegyetem tanára folytatja. Ő maga pedig ezt az eljárást úgy fejleszti tovább, hogy a feljegyzés nem vácuumban, hanem a szabad levegőn történhet. A kísérleteket Schröter, Karolus, Knoll a Tungsram laboratóriumban személyesen is megnézték.

Ebből a korszakból származik még néhány tisztán tudományos jellegű munkája is. Az üvegnek már említett elektrolitikus vizsgálatában, amelynek elméleti és gyakorlati jelentősége egyaránt fontos, merőben új utat talál. A szelén fényelemek elméletére vonatkozó munkáit is említettük már. Az elektronok mechanikai hatását és a katódugarak nyomását felfedezésük óta első ízben és igen egyszerű eszközökkel kimutatja s ezekből a mérésekből az elektron fajlagos töltésének közelítő értékét vezeti le. Végül egy szellemesen egyszerű, Eötvösnek a tehetetlen és nehézkedő tömeg arányosságára vonatkozó híres kísérletének gondolatmenetét fejleszti tovább (61., 77.) reámutatva arra, hogy egy folyadékon úszó testnek önmagától délre, vagy északra kellene mozognia, ha gravitációs állandója a folyadékétól különböző lenne.

1939. végén a fasiszta törvények kényszerű nyugdíjba kergetik az alkotás teljében lévő tudóst. A felszabadulásig Székely Miklós villamossági vállalatnál, mint külső szakértő dolgozik. Ez az idő életének legfájdalmasabb kora. A hozzá legközelebb állókat az üldöztetések tizedelik. Élete végéig vérző sebet ejt rajta György fiának sorsa. Tehetséges fiában, aki 1938-ban végezte el az egyetemet, látta élete művének folytatóját. A Tungsram kutató laboratóriumában a szerető apa minden gondoskodásával egyengeti tudományos pályafutását. Pár év múlva fia a Természettudományi Társulat nagydíjával egyidőben tragédiájának elindítóját, a munkaszolgálatos behívót megkapta. Nemcsak fiát, hanem vele együtt nevelt fiát, Selényi Manó korán elhunyt gépészmérnök árváját is elveszti. Érzékeny apai szíve még 10 év távlatában sem tudott végleg leszámolni óriási veszteségével, makacsul hessegette el magától a szörnyű gondolatot és ha ráterelődtött a szó, szeretett gyermekeit mindig csak távollévőként emlegette.

A nehéz évek alatt a műszerész mesteri képeztést is megszerezte.

A felszabadulás után ugyanezen kis cégnél dolgozott 1949 áprilisáig mérnöki minőségben. A Budapesti Tudományegyetem 1948-ban magántanárrá habilitálja, az Akadémia levelező tagjává választja.

A kis villamossági vállalat szolgálatában, kizárólag a szelénegyenirányítók gyártásával és tökéletesítésével foglalkozott. Vizsgálata (higanygőz hatását, a villamos formálás jelentőségét illetően) részben párhuzamosan haladt a külföldi

kutatók munkájával, részben ezektől függetlenül e téren két érdekes jelenséget is fedez fel. Ebbeli munkásságát a székesfőváros egy tudományos pályázat I. díjával jutalmazza. Munkája magyar és angol nyelven meg is jelenik.

1948. októberében »Kiváló munkáért« kitüntetést kap.

A tudományos státus bevezetése után a Tudományos Tanács módot nyújtott számára, hogy a Kísérleti Fizika Intézetében működhesse. Magántanári előadásával és az egyetemi hallgatók fizikai szakkörében való részvételével komoly nevelői tevékenységet fejt ki.

1950-ben megkapta az egyetemi rendkívüli tanári címet. Az egyetem Fizikai Intézetében dolgozott egy kisebb kutatócsoporttal és a hallgatók kísérleti szemináriumát vezette.

Tudományos munkájában előrehaladt kora ellenére is nagyon termékeny volt. Az Eötvös effektus kimutatására vonatkozó kísérletnek elméletét és észlelésének lehetőségeit vizsgálta (81., 88.). Nemcsak hazai, hanem nemzetközi viszonylatban is igen értékes összeállítása Eötvös munkásságáról (95.). Továbbfejleszti az elektrografálás általa feltalált egyszerű módszerét elektronmikroszkopos képek felvételével (88., 89.). Az elektronok tehetetlenségének kimutatására egyszerű kísérletet közöl (82.). Munkásságának legjelentősebb részét a szelénegyenirányítókban lejátszódó jelenségek tisztázása és az egyenirányító működésének, a szelénegyenirányítók zárórétégének megismerésére irányuló munkák (90.) teszik ki. Hajlításánál fellépő effektust vizsgálja tovább (83.). A formálásnál a Hg gőz hatását észleli (85., 86.) és kimutatja, hogy a Hg gőz hatására a fényelemek érzékenysége az általa adott elméleti elgondolás szerint változik (92.).

1952-ben munkásságáért Kossuth-díjat kapott.

A felszabadulás után megszabadult a mult nyomasztó árnyától, a sok sebet kapott szívét begyógyította munkájának megbecsülése. Sokat, kapott, de nem mindent amit egyénisége és tudományos munkássága, világhíre megérdemelt volna.

Csendes egyénisége eltávozott közülünk, de emlékét az idő nem tüntetheti el, alkotásai szerte a világban, könyvtárak polcain, a fizika történetének legfényesebb lapjain megörökítették nevét.

Selényi Pál megjelent dolgozatainak jegyzéke

1. Az abszorpciós színeképek eltolódása különböző oldószerekben. Magyar Chemiai Folyóirat XII. 1906. 187.
2. Az abszorpciós színeképek eltolódása. Magyar Chemiai Folyóirat XIII. 1907. 8. füzet.
3. Adalékok az üvegrácson elhajlított fénypolaritásának elméletéhez. Math. és Phys. Lapok XIX. 1910. 5.
4. 3. kivonatban : Math. és Term. Tud. Értesítő XXIX. 1911. 1. füzet.
5. Beiträge zur Theorie der Polarisation des von Glasgittern gebeugten Lichtes. Math. u. Naturwiss. Ber. aus Ungarn. XXVII. 1909. I. Heft.

6. A Wiener-féle és a reciprok interferencia-jelenségek-ről. Akadémia pályadíjat nyert munka. Math. és Term. Tud. Értesítő 29. köt. 601—1911.
7. Über Lichtzerstreuung im Raume Wiener'scher Interferenzen und neue, diesen reziproke Interferenzerscheinungen. Math. und Naturwiss., Ber. aus Ungarn. XXVII. 1909. Heft. I. u. 2.
8. 7. kivonatosan. Annalen der Physik. (4) 35.444. 1911.
9. A rezgés és optika néhány jelenségének elemi tárgyalása. Math. és Phys. Lapok, 18, 85, 1909.
10. A külső nyomás hatása a testek optikai tulajdonságaira. Math. és Phys. Lapok. 22, 125, 1913.
11. Zur Frage der Beeinflussung selektiver Absorptionsspektren durch elastische Deformation. Prof. H. du Bois berlini »Bosscha« laboratóriumában készült dolgozat. Ber. d. deutsch. Phys. Ges. 1913.
12. Sur l'existence et l'observation des ondes lumineuses sphériques inhomogènes. Comptes Rendues 157. 1931. 1408. A francia Tud. Akadémián előterjesztette Prof. A. Cotton.
13. Elementare Theorie des Faraday'schen Effektes Physikalische Zeitschrift 15, 1914. 234.
14. Vízszokoz folyadék mozgása a lejtőn. Math. és Phys. Lapok XXVI. 1916. 1. füzet.
15. A hangtölcésről. Math. és Phys. Lapok XXVI. 1917. 6. füzet.
16. Über ein einfaches Analogon der Theorie der offenen Pfeile Physikalische Zeitschrift 1917. 133.
17. Spiegelung an Flächen mit negativer Krümmung. Phys. Zeitschrift 19. 1918. 105.
18. Über spiegelnde Flächen negativer Krümmung (Nachtrag) Phys. Zeitschrift 19. 1918. 386.
19. P. Selényi u. E. Rostás : Über die in Vakuumlampen auftretenden Thermionenströme usw. Zeitschrift f. techn. Phys. 5. 1924. 412.
20. Zur Demonstration der Frequenzvervielfachung durch Stosserregung, Jahr. d. drahtl. Telegr. 25. 1925. Heft. 6.
21. Über die Verwendung des Saitengalvanometers für Wechselstrommessungen. Jahr. d. drahtl. Telegr. 26. 1925. Heft. 2.
22. P. Selényi und E. Tarján : Über kalte Elektronenentladung in hochevakuierten Glühlampen. Zeitschr. f. techn. Phys. 7. 1926. 232.
23. P. Selényi und E. Patai : Über einen Apparat zur Messung der Wärmeausdehnung von Gläsern und Drähten. Zeitschr. f. Instrumentenkunde 46. 1926. 246.
24. Über den Nachweis des Thoriums in den Glühfäden fertiger Vakuumlampen. Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie, 160. 1927. 318.
25. Über ein neuartiges Relais für schwache Wechselströme und einzelne Stromstöße. Elektrotechnische Zeitschrift 48. 537. 1927.
26. Methoden der Vakuumbestimmung an fertigen Glühlampen. Zeitsch. f. techn. Phys. 8. 927. 230. Bemutatva a Royal Society 1927. május 11-i ülésén. (v. Engineering, CXXIII. No. 3201. May 20. 1927. 616.)
27. Über elektrolytische Zersetzung des Glases, Annalen der Physik (4) 84. 1927. III. u. 85. 928. 643.
28. Über eine einfache Methode zur Auffindung von Undichtigkeiten in gläsernen Vakuumapparaten. Zeitschr. f. Phys. 48. 733. 928.
29. Über die Verwendung der negativen Ladung der Kathodenstrahlen als Schreibmittel in Kathodenoszillographen. Zeitschrift. f. Phys. 47. 1928. 895.
30. Über die durch Kathodenstrahlen bewirkte elektrische Aufladung des Glases und deren praktische Verwendung. Zeitschr. f. techn. Phys. 9, 1928. 451.
31. Über die weitere Entwicklung der neuen, mittels elektrostatischer Ladungen schreibenden Kathodenoszillographröhre. Zeitschr. f. Techn. Phys. 10. 486. 1929.
32. Egy újfajta katodsugároszcillográfesőről. Elektrotechnika. 1930. 63. old. továbbá Numero festival 1931. nov. 15. 227—233. old. Un nuovo oscillografo a raggi catodici. Phys. ZS. 29. 1928. 311.
33. Ionen und Elektronen in der Vakuumglühlampe, Phys. Zs. 29. 1928. 311.
34. E. Rostás. u. P. Selényi: Über den Kerreffekt-Oszillographen Zeitschr. f. techn. Phys. 10. 1929. 483.
35. Über rotempfindliche Natrium-Photokathoden Phys. Zeitschr. 30. 1929. 933.
36. The manufacture, properties and use of sodium photoelectric cells; Photoelectric Cells & Their Applications. (Published by the Physical and Optical Societies.) 1930.
37. M. Rózsa u. Paul Selény: Über eine experimentelle Methode zur Prüfung der Proportionalität der trägen und gravitierenden Masse. Zeitschr. f. Phys. 71. 814—16. 1931.
38. Internat. Illum Congr. 1931. R. v. Kövesligethy u. P. Selényi: Die Genauigkeit der subjektiven Photometrie von Glühlampen stark verschiedener Lichtfarbe.
39. F. v. Körösy u. Selényi: Über ein physikalisches Modell der Sperrschichtphotozelle, Phys. Zeitschr. 32. 848. 1931.
40. Über einen photoelektrischen Apparat zur Messung der Reflexion, Durchlässigkeit u. Absorption. Licht u. Lampe 30. 147—148. 1931.
41. B. Lange u. P. Selényi: Über den Sperrschichtphotoeffekt der Röntgenstrahlen. Naturwiss. 19. 78. 1931.
42. F. v. Körösy u. P. Selényi: Photozelle und Lichtelemente. Ann. d. Phys.
43. Sperrschichtphotoeffekt und die Einstein'sche Beziehung F. v. Körösy u. Selényi: Phys. Zeitschr. 34. 716—718. 1933. Heft. 18.
44. Fotozella és fényelem. Elektrotechnika 1933. A Magyar Elektrotechnikai Egyesület jubileumi díjával jutalmazott dolgozat.
45. Über eine Metallkontakt-Photozelle, Physica Vol. I. No. 9. 1934.
46. Über betriebsmäßige objektive Photometrie von Glühlampen. Die Lichttechnik. Heft. 3. 1934.
47. Photometrie Physique par E. Ferencz. P. Selényi I. Urbanek et. G. Vészi. Comité International de l'éclairage, Compt. Rend. 1936.
48. Elektrographie, ein neues elektrostatisches Aufzeichnungsverfahren und seine Anwendungen. Elektrotechnische Zeitschrift (E. T. Z. 56. 961. old. 1935. Heft. 35.
49. u. a. Tungsram Mitteilungen 1935—36. Heft. IV.
50. Elementare Ableitung des Gesetzes der Raumladungströme, ZS. f. Phys. 97. 395. 1935. Heft. 5. u. 6.
51. Methoden, Ergebnisse und Aussichten des elektrostatischen Aufzeichnungsverfahrens, ZS. f. techn. Phys. 16. 607—714. 1935. (Stuttgart-Heft).
52. Ein einfacher elektrographischer Oszillograf ZS. f. techn. Phys. 17. 487—491. 1936. (Erster Bad-Salzbrunn-Heft).
53. u. a. Tungsram-Mitteilungen, 1936—37. Heft. V. S. 102.
54. Elektrografálás, a villamos töltésekkel való följegyzés új módja és ennek gyakorlati alkalmazásai. Elektrotechnika, 29. 173—179, 1936. okt. 19—20.
55. S. Keresztes u. P. Selényi, Untersuchungen von Abschmelzsicherungen mittels des elektrographischen Oszillographen. F. u. M. (Elektrotechnik und Maschinenbau) 55. 122. 1937. Heft. 111.
56. Herstellung und Eigenschaften weitwinkliger optischer Interferenzerscheinungen, ZS. f. Phys. 108, 401. 1938. Heft. 7—8 und 111, 791, 1939.
57. Wide-angle Interferences and the Nature of the Elementary Light Sources, Phys. Rev. 56. 477. 1939. p. 303—309.

58. Application of Elektrography in Television. The Wireless Engineer, Vol XV. Nr. 177. June 1938. p. xp. 303—309.
59. On the Electrographic Recording of Fast Electrical Phenomena; Journ. Appl. Phys. Vol. V. Nr. 10. Oct. 1938. p. 637—641.
60. Az elemi fénysugárzás természetéről. Term. Tud. Közlöny. Pótfüzetek. 1939. ápr.—szept. szám.
61. Tehetetlen és nehézkedő tömeg. Term. Tud. Közlöny. Pótfüzetek. 1940. ápr.—jún. szám.
62. Über den Druck der Elektronenstrahlen. Die Naturwissenschaften, 29. 78. 1941. Heft 5—6.
63. Elektrografikus oszcillográf gyorslefordítású villamos jelenségek feljegyzésére. Elektrotechnika, 32. 153. 1939. 7. sz.
64. Ipari- és mezőgazdasági termékek minősítése szín-mérések alapján. Kémikusok Lapja, 2. évf. 9. szám. 12—13. old. 1941. szept.
65. Space Charge Current Theory and the Mechanical Impulse of the Electrons Physics VIII. 885—902. Aug. 1941.
66. A technikai szelénegyenirányító elméletéről. Elektrotechnika 36, 107. és 211. old. 1943. 5. és 7. szám.
67. Zur Kenntnis des technischen Selengleichrichters. E. u. M. 61. 433. 1943.
68. Szelénegyenirányítók gyártása, tulajdonságai és elmélete. A Magyar Elektrotechnikai Egyesület Gyengeáramú Szakosztályában 1945. nov. 13., nov. 27-én tartott két előadás kivonata. (A Magyar Elektrotechnikai Egyesület Közleményei. 1946. febr. 28., 6. és 8. oldal.)
69. Fejezetek a technikai szelénegyenirányítók fizikájából. Budapest Székesfőváros 225.449/1945. XI. sz. határozata által a tudományos pályázat egyik (műszaki) első díjával jutalmazott dolgozat. (Nyomtatásban még nem jelent meg, egy példánya a Technológiai és Anyagvizsgáló Intézet könyvtárában letétbe helyezve.)
70. Fényképezés szelénre. Természettudomány (a Magyar Természettudományi Társulat Közlönye) II. évf. 8. szám, 1947. aug. 235. old.
71. Effect of Bending on Selenium Rectifier Disks. »Nature« Vol. 160. No. 4058. p. 197. August 9. 1947.
72. Photography on Selenium Nature. Vol 161. No. 4092. p. 522. April. 3. 1948.
73. (»Physica pauperorum«) (Egy fizikus feljegyzéseiből). Élet és Tudomány III. évf. 4. sz. 1948. jan. 23. 111—114. o.) Népszerű cikk.
74. Piros és veres. Magyar Nyelvőr, 72. évf. i. füzet. 1948. január, február 12—14. o.
75. Eötvös Lóránd. Elektrotechnika, 40. évf. 10. sz. 1948 okt. 223—224. o.
76. A katódsugarak nyomásának kísérleti kimutatása. Természettudomány, 1948. dec. 11—12. sz. 331—317. old.
77. Inertia and Gravity of Matter. Hungarica Physica Acta. Vol. 1. No. 5. 1949.
78. A Cerenkov-féle jelenség egy egyszerű hangtani hasonmásáról. Természet és Technika (Term. Tud. Közl.) CVIII. 1949. 621. o.
79. A Simple Acoustical Model of the Cerenkov Phenomenon. Amer. Journ. of Phys. 17. Dec. 1949. Nr. 9.
80. Galvanometers with photoelectric Feed-Back. Hung. Acta. Phys. Vol. I. Nr. 6. 1949. p. 1—8.
81. Über die Möglichkeit einer Abänderung und Weiterentwicklung des Eötvös'schen Versuches der gedrehten Waage. Acta Phys. Hung. Tom. I. 1. p. 75—83. 1951.
82. Das Elektrische Flugrad und die Trägheit der Elektronen, Z. Phys. Bd. 130. S. 124—128. 1951.
83. Some Further Observations on the Effect of Bending on Selenium Rectifier Discs. Proc. Phys. Soc. B. 65. 161. 1952.
84. A higanygőz hatása a szelénegyenirányítóra és a szelénfényelemre. M. Tud. Akadémia III. Oszt. Közl. 2, 51, 1952.
85. The Influence of Mercury Vapour on Selenium Rectifier and Selenium Photoelements. Proc. Phys. Soc. 65. 552, 1952 and 65. 742. 1952.
86. Erzeugung photographischer Bilder auf Selen durch Kristallisation unter der Einwirkung des Lichtes. Acta Phys. Hung. 2, 129, 1952.
87. Elektronmikroszkópiai képek elektrografikus felvétele M. Tud. Akadémia III. oszt. Közl. 185, 2, 1952.
88. Eötvös csavarási mérlegének elemi elmélete. M. Tud. Akadémia III. oszt. Közl. 2, 189, 1952.
89. Application of Elektrography in Elektron Microscopy and Large-Screen Television. Acta Phys. Hung.
90. Egy egyszerű kísérlet a szelénegyenirányító zárórétégének ismeretéhez. M. Tud. Akadémia III. oszt. Közl. 2, 427, 1952.
91. Ein einfacher Versuch über die Entstehung bzw. Verhinderung der Sperrwirkung bei dem Selengleichrichter. Acta Phys. Hung. 3. 11, 1953.
92. Szelén fényelemek érzékenyítése az infravörösre higanygőzzel. Magyar Fizikai Folyóirat, 1, 145, 1953.
93. Sensitization of Selenium Photoelements to the Infrared by Mercury Vapour. Acta Phys. Hung. 8, 65. 1953.
94. Eötvös Lóránd a tudós és az ember. Akad. Értesítő, 60. 331, 1953.
95. 1953-ban jelent meg szerkesztésében »Eötvös Loránd Összegyűjtött Munkái«.

V-rész, az újonnan felfedezett elemi részecske

Az elemi részek

Ha áttekintjük a XX. század fizikai kutatásainak történetét, két fejezetet különböztethetünk meg. Századunk első három évtizedének nagy alkotása a kvantumelmélet, a mikrovilág általános törvényszerűségeit megadó diszciplína. 1930 körül, a kvantumelméletre vonatkozó vizsgálatok bizonyos mértékű lezáródása után a kutatásnak egy új fejezete kezdődik: az érdeklődés középpontjába az atommag és ezzel szoros kapcsolatban az elemi részek kerültek.

Az 1930 és 1940 közt eltelt tíz év folyamán fedezik fel a β -bomlásnál és rokon folyamatoknál szerepet játszó $\frac{1}{2}$ spinű részecskék egész sorát. A legkönnyebb elemi részek a negatív elektron, a pozitív pozitron és a semleges neutrínó. Ezek sok közös vonást mutatnak, keletkezésük megfigyelhető a β -bomlás során, ezért őket mint egyetlen elemi résznek, a leptonnak ($\lambda\epsilon\pi\tau\omicron\varsigma$ = kicsiny) különböző töltésállapotait értelmezhetjük. A nagyobb tömegű, instabil μ -mezon a leptonok (elektron és pozitron) gerjesztett állapotának tekinthető. Lényegesen különböző sajátságokat mutatnak a proton és neutron. Az atommagnak ezen nagytömegű alkotórészeit a könnyű részekről megkülönböztetendő közös néven nukleonoknak hívjuk (nucleus = mag).

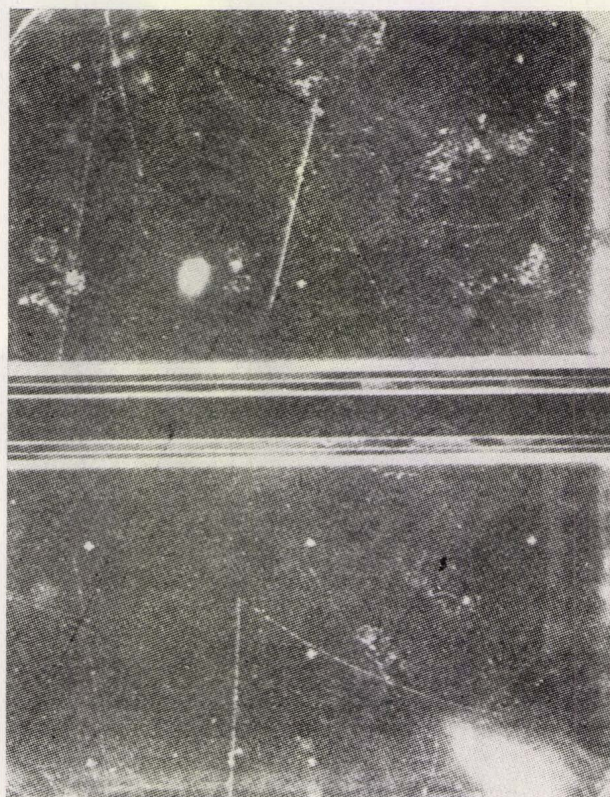
Időközben a fizikusok érdeklődése egyre jobban a magerők problémája felé fordult. 1940 és 1950 között fedezik fel a zérus spinű mezonokat, elsőnek a π -mezon. A mezonok sajátságainak vizsgálata főbb vonásaiban igazolja Yukawa magerő-elméletét. E szerint a magerőket létesítő erőtérnek az elektromágneses térhez hasonló, önálló fizikai realitása van. A π -mezonok és valószínűleg a később felfedezett nehezebb ($\tau, \kappa, \chi, \delta$ betűkkel jelölt) mezonok is ezen magerő-térnek megnyilvánulási formái, energiakvantumai. Szerepük a foton elektromágneses jelenségeknél betöltött szerepének felel meg.

Az elemi részek tanulmányozása során nyert ismereteink nem mondhatók teljeseknek és részleteiben tisztázottaknak. Bizonyos áttekintés az elemi részecskék közt mégis lehetségessé vált (elektron-család, magerő-mezonok, nukleonok). A mezonok újabb típusainak felfedezése, mely a legutóbbi években történt, csak azt mutatta, hogy a magerőket létesítő mezonter meglehetősen bonyolult szerkezetű. Elvi újdonságot az elmélet számára ezen részecskék felfedezése nem jelentett.

Ez volt a helyzet, amikor különböző kutatók hírt adtak arról, hogy a kozmikus sugárzás áthatoló záporaiban a nukleonoknál is jóval nagyobb tömegű, mezonoktól eltérő sajátságú részecskék észlelhetők.

A V-rész felfedezése

Rochester és Butler 1947-ben a kozmikus sugárzás tanulmányozása céljából sorozatosan ködkamra-felvételeket készítettek. Céljuk az áthatoló záporok tanulmányozása volt. Az áthatoló zápor az elektronnál nehezebb részecskékből áll. Ezek olyan mag-szétrobbanásokban keletkez-



1. ábra. Felülről érkező semleges V-rész elbomlása ködkamrában.

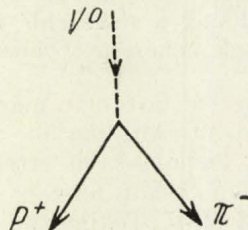
nek, melyeket nagy energiájú kozmikus részecskének atommagba való behatolása létesít. Az elkészített 5000 ködkamra-felvétel átvizsgálása során a kutatók két különös V-alakú nyomra bukkantak. Az egyik felvételen megfigyelhető volt, hogy amint a V-nyom csúcsától távolodunk, a V-betű szarait alkotó ködkamra-nyomok vastagodnak. Ebből arra kellett következtetni, hogy a V-betű csúcsából 65° -os szög alatt két töltött részecske repül szét, ezek a ködkamra gázán áthaladva veszítenek sebességükből. A sebességsökkenés eredményezte a részecske által keltett ionizáció erősödését, a nyom megvastagodását. A jelenség egyetlen valószínű magyarázata az, hogy a ködkamrába felülről egy semleges, tehát a ködkamra-felvételen nem látható instabil részecske lépett

be, majd rövid út megtétele után spontán két töltött részecskére esett szét. A bomlástermékek nyoma alkotja a megfigyelt V -betűt. Elektron-pozitron-pár keltéséről már csak azért sem lehetett szó, mert a V -betű két szárát alkotó nyomoknak az elektronnál lényegesen nehezebb töltött részecskéktől kellett származnia. (A Rochester és Butler által talált másik V -alakú nyom töltött részecske bomlásaként volt értelmezhető.)

Az ismertett két felvétel után újabb adatokat erről a jellegzetes V -nyomot létesítő részecskéről nem tudtak szerezni. Butler és munkatársai több ezer felvételt tanulmányoztak át e célból, azonban eredmény nélkül. Csak 1950-ben sikerült a részecskék létezését kétséget kizárva igazolni a nagy számban készített ködkamra-felvételeken talált nyomok alapján. Anderson munkatársaival 11 000 áthatoló záporról készített felvételt. A tengersizint felett 3200 m magasan elhelyezett önműködő ködkamrájukat az áthatoló záport észlelő számlálóberendezés vezérelte. A felvételek tanulmányozása során 34 jellegzetes V -alakú nyomot találtak. Ezek közül 30 a felvételen nem látható semleges résznek két töltött részecskére való bomlásaként volt értelmezhető. A nyomok azt mutatták, hogy az instabil semleges részecskék olyan magrobbanásokból származnak, melyek a ködkamra felett elhelyezett ólomlemezben mennek végbe. (Ugyaninnen indultak ki a ködkamrát működésbe hozó áthatoló záporok is.) Az elbomló részecskék által befutott út rövidségéből arra következtethetünk, hogy a részecske élettartama igen kicsiny.

A ködkamra-felvételek a bomlástermékek tömegének pontos meghatározását, így azok azonosítását nem tették lehetővé. Tudnunk kell, hogy a kozmikus sugárzás tanulmányozására három kísérleti eszközt használnak: a számlálócsövet, a ködkamrát és a fotoemulziót. A számlálócső első sorban a részecskék áthaladásának regisztrálására szolgál, azok pontos adatainak, így tömegének meghatározására nem alkalmas. A ködkamra már többet mond a részecskéről. Ha mágneses teret alkalmazunk, a ködkamrában hagyott nyom görbületéből meghatározható az impulzus. Ez a részecske tömegétől és sebességétől függ. A tömeg kiszámításához ezek szerint még a sebességet is tudnunk kell. Erre ugyan következtethetünk az ionizáció mértékéből, de ez a módszer csak korlátozott és bizonytalanul alkalmazható. Legjobb módszert ionizáló részecskék tömegének meghatározására a fotoemulzióban hagyott nyom vizsgálata ad. A részecske szóródásából, a nyom szemcsesűrűségéből és annak változásából, a hatótávolságból többféle módon meghatározható a részecske tömege. Ez a magyarázata annak, hogy a π -mezón fotoemulzióban történt észlelésével egyidőben sikerült meghatározni annak tömegét is. Az emulzió sűrű anyagában a π -mezónok lefékeződtek, ott bomlottak el, így a magas légkörbe felküldött fotoemulzióban kellő számú kiértékelésre alkalmas mezonnyomot találtak. Más

a helyzet az új részecskénél. Ez rövid élettartama miatt a lefékeződés előtt, még röptében elbomlik. Az ilyen rövidéletű részecskék észlelésére a nagyobb térrészt lefényképező ködkamra biztosítja a kedvezőbb feltételeket. Ezért nem volt véletlen, hogy ezt a rövidéletű részecskét ködkamrában fedezték fel.



2. ábra. A semleges V résznek két ionizáló részecskére való bomlása jellegzetes V -alakú nyomot eredményez. Innen a részecske elnevezése.

Az elmondottakból nyilvánvaló, hogy nagy értéket jelentett az az egyetlen V -alakú nyom is, amelyet 1950-ben egy 22000 m magasra felküldött fotoemulzióban találtak. Így sikerült legalább egy esetben meghatározni a bomláskor keletkező részecskék tömegét. A bomlástermékek protonnak és π -mezónnak adódtak.

A következő évben Butler és munkatársai 3000 méter magasan készített 7500 ködkamra-felvételen újabb 43 V -nyomot fedeztek fel. Egy másik érdekes ködkamra-képen egyszerre három V -nyom volt látható. Ez a nagyszámú felvétel lehetővé tette, hogy az instabil semleges részecske sajátosságait pontosabban tanulmányozzák. Azt, hogy széteséskor nyomot nem hagyó semleges bomlástermékek nem keletkeznek, a következő megfigyelés bizonyítja: több felvételen lokalizálható volt az elbomló részecske keletkezési helyével tekinthető magrobbanás. Ezt a szétesés helyével összekötő egyenes szolgáltatja a részecske pályáját. Az elbomló részecske pályája a megfigyelések szerint egy síkba esett a bomlástermékek pályájával. Már pedig kettőnél több részre való bomlás esetén a bomlástermékek a tér különböző irányai felé repültek volna, a pályák nem lehetnének koplanárisak.

Az új részecskét jellegzetes nyomáról Blacket- V -résznek nevezte el.* Érdekes módon a bomlástermékek tömegének és a széteséskor felszabaduló energiának meghatározására irányuló próbálkozások sokáig egymásnak ellentmondó eredményekre vezettek. A nehézségek már-már a V -részre vonatkozó megfigyelések hitelét is megingatták. Végül nagyszámú V -nyom kiértékelése oldotta meg a problémát. Kiderült, hogy a

$$V^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$$

* Jelenleg többen a neutron és deuteron közé eső instabil részecskék jelölésére egységesen a Λ jelet javasolják, mi szintén a ködkamra-nyom alakjára utal.

szerint bomló V -részen kívül létezik egy másik semleges részecske is, melynek bomlása hasonló V -alakú nyomot hagy:

$$V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Ez utóbbi részecske azonban jóval könnyebb a protonnál (tömege annak csak mintegy fele), ezért nyilván a mezonok közé sorolandó. Ma ezt a részecskét, melynek a nehezebb V -résszel való összetévesztése sok nehézséget okozott, θ -mezonnak hívjuk.

A V -részecske élettartamát már a legelső felvételekből elég pontosan sikerült meghatározni. A ma ismeretes legpontosabb érték $(3,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$ sec. A bomláskor felszabaduló energiásmennyiség 37 ± 3 MeV. Tekintettel arra, hogy a keletkező proton és π -mezon tömegét, valamint a felszabaduló energiát is az elbomló V -rész nyugalmi tömegének kell fedeznie, annak tömegét kiszámíthatjuk a következő módon:

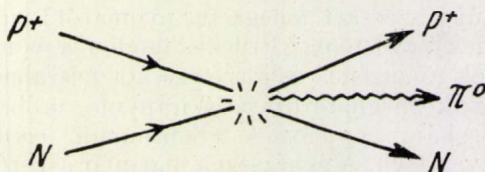
$$M_{V^0} = M_P + M_\pi + \frac{37 \text{ MeV}}{c^2} = 2130 m_e.$$

(c a fénysebesség, m_e az elektron tömege.) A részecske tehát jóval nehezebb a neutronnál. Ez felveti azt a kérdést, hogy hová sorolandó be az újonnan felfedezett részecske. A mageró-mezonok egy különlegesen nehéz fajtájával állunk-e szemben, vagy az elemi részek új típusát ismertük-e meg, melynek tanulmányozása az elemi részeczekre vonatkozó ismereteinket átalakíthatja? A választ csak az 1953. év kutatásai hozták meg.

A semleges V -rész sajátosságai

A mageró-mezonok keletkezése a következőképpen történik: Ha egy proton kinetikus energiája nagyobb, mint a mezon tömegében rejlő nyugalmi energia, akkor a protonnak más atommaggal való ütközése — az elektromágneses fékezési sugárzás-hoz hasonlóan — mezonnak, a magerótér kvantumának kisugárzását eredményezheti. Ilyenkor tehát a nukleon kinetikus energiája alakul át mezonná, vagyis az ütközések során a részecskék száma eggyel nő. Például:

$$P^+ + N^0 \rightarrow P^+ + N^0 + \pi^0.$$

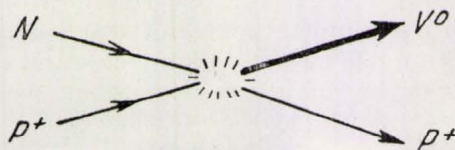


3. ábra. π -mezon keletkezése, mint »sugárzási folyamat«.

Ha a V -rész is ilyen mezon-jellegű tér-kvantum, melyet a proton ütközés közben sugároz ki, akkor a V -rész keletkezéséhez szükséges minimális kinetikus energiának meg kell egyeznie a V -rész nyugalmi energiájával:

$$E_{\text{in}} = M_V c^2 > 1000 \text{ MeV}.$$

A másik lehetőség az, hogy a V -rész nem a mezonokkal, hanem a nukleonokkal (proton és



4. ábra. V -rész keletkezése, mint »ütközékes gerjesztés«.

neutron) sorolandó egy csoportba. Nagy energiájú nukleon-nukleon-ütközésnél elképzelhető, hogy az egyik (vagy mindkét) nukleon gerjesztett állapotba kerül valamilyen módon. Ezt a gerjesztett nukleont észleljük, mint V -részt, a felraktározott perjesztési energia okozza az energia és tömeg ekvivalenciája folytán a V -rész tömegnövekedését. A V -rész ezen elképzelés szerint nukleonból keletkeznék:

$$P^+ + N^0 \rightarrow P^+ + V^0.$$

A folyamat küszöbenergiája ez esetben a V -rész és neutron tömegkülönbségének megfelelő energiával egyenlő:

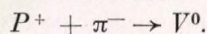
$$E_{\text{min}} = (M_V - M_N) c^2 = 150 \text{ MeV}.$$

Annak eldöntése, hogy melyik felfogás helyes, nyilván nagy elméleti fontosságú, mert a proton vagy neutron »gerjesztett állapotának« felfedezése új támpontot adna ezen részecskék szerkezetének vizsgálatánál.

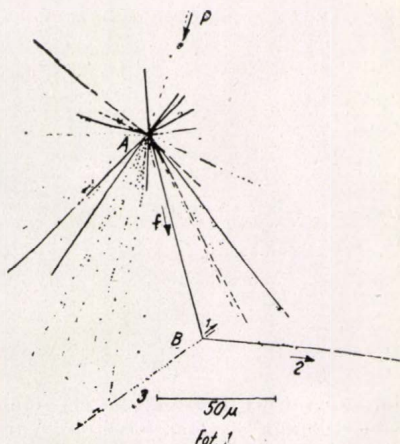
Bizonyos elméleti megfontolások a második lehetőség mellett szólnak. Tudjuk, hogy a proton elektromos töltése mellett a protonnak és neutronnak egy g -vel jelölt, ú. n. »nukleon-töltése« is van. (Ez a nukleonok által keltett mageró-tér intenzitását szabja meg, hasonlóan az elektromos töltésnek az elektromágneses térben játszott szerepéhez.) Több tapasztalt jelenséget elemezve Wigner Jenő 1949-ben arra az eredményre jutott, hogy a g nukleon-töltésre ugyanolyan töltés-megmaradási tételnek kell fennállnia, amilyent az elektromos töltésre vonatkozólag az elektromosságtanban megismertünk. Ha mármost megnézzük a V -rész bomlásképletét, látjuk, hogy belőle proton, azaz g -töltéssel bíró részecske keletkezett. A megmaradási tétel miatt a proton töltését csak az elbomló V -résztől örökölhette. Viszont a V -rész g -töltésére keletkezésekor csak úgy tehetett szert, ha egy protonból vagy neutronból átalakulással jött létre.

A megfigyeléseknek ezt a következtetést 1953-ban sikerült igazolnia. A toulousei egyetem által ez év nyarán megrendezett konferencián, mely a kozmikus sugárzás részecskéivel foglalkozott, francia kutatók a következő megfigyelésekről számoltak be: Egy olyan magrobbanásban volt megfigyelhető V -rész keletkezése, ahol a robbanást keltő részecske energiája nem volt elegendő a V -rész milliárd eV-nál nagyobb nyugalmi energiájának fedezéséhez. A részecske tehát nem

»kisugárzás« formájában, hanem egy nukleon »gerjesztődésével« keletkezhetett. Schein ugyan-ezen konferencián egy másik megfigyelésről számolt be: V -részt sikerült előállítani nukleonoknak lassú π -mezonokkal való bombázása által. A π -mezon energiája itt sem elegendő a V -rész nyugalmi energiájának előteremtéséhez. Csak a bomlásfolyamat megfordítottja, a π -mezonnak protonon való abszorpciója jöhetett létre:



A V -rész ezek szerint protonból vagy neutronból keletkezik energiafelvétel révén, megerősítve az elméleti várakozást.

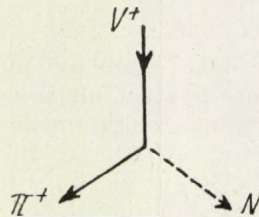


5. ábra. A felülről érkező P proton az A pontban magrobbanást kelt. A kirepülő f fragmensben az egyik nukleon gerjesztett állapotban van. A B pontban a gerjesztett nukleon (V -rész) átadja energiáját a fragmens atommagnak, ami annak felrobbanását eredményezi (Danisz felvétele, Varsó).

Figyelmet érdemel egy másik jelenség is melyből a V -résznek a protonnal és neutronnal való szoros kapcsolatára lehet következtetni. A konferencia beszámolója szerint hét felvétel ismeretes, melyen a következő jelenség figyelhető meg: A kozmikus sugárzásban érkező nagyenergiájú részecske atommagba ütközve azt több darabra robbantotta szét. Az egyik fragmens nyomát követve megfigyelhető volt, hogy abból bizonyos út megtétele után részecskék repülnek ki. Kézenfekvő ennek a jelenségnek a következő értelmezése: A töredék atommagban az egyik neutron V -rész helyettesíti. A protonokhoz és neutronokhoz hasonlóan a mag kötelékében helyet foglaló, magerők által megkötött V -rész alakul vissza a gerjesztési energia leadásával protonná. (Egyelőre ez az értelmezés nem tekinthető az egyedül lehetséges magyarázatnak.) Az első ilyen felvételt a lengyel Danisz találta.

Ha elfogadjuk azt a több megfigyeléssel valószínűsített feltevést, hogy a V -rész a nukleon gerjesztett állapota, felvetődik a következő kérdés: Egy olyan eleminek tekintett objektum, amilyen a proton vagy neutron, miként gerjesztődhetik? Idáig csak összetett rendszereknél, mint amilyen egy atom vagy nehezebb atommag,

ismertünk gerjesztett állapotokat. Hogy a nukleonok gerjesztési folyamatának valamilyen elképzeléséhez jussunk, meg kell gondolnunk a következőket: Bizonyos értelemben véve a protont is »összetett rendszernek« kell minősítenünk. A csupasz részecske nem áll elszigetelten, hanem állandóan meghatározott elektrosztatikus és magneto-sztatikus tér veszi körül. Fennáll egy gyenge kölcsönhatás a proton és leptontér között, mely a β -bomlási folyamatoknál figyelhető meg. Legjelentősebb azonban a proton által keltett mezontér. Ez a bonyolult szerkezetű erőter, amely akár elektromos töltés hordozója is lehet (ezt a töltött π -mezonok létezése bizonyítja), igen erősen van hozzácsatolva a protonhoz. Ha a proton vagy neutron valamilyen módon, pl. ütközéssel, energiára tesz szert, ezt az energiát a részecske + csatolt erőter rendszer felveheti és elraktározhatja. Az energia eloszolhat a rendszer különböző kvantumállapotaira. Ha egyszer azután a statisztikus ingadozások során az egész energia a mezontér egy meghatározott kvantumállapotába összpontosul, azt megkaphatja egyetlen mezon-kvantum. Ilyenkor a gerjesztett nukleon (V -rész) egy mezon-kvantum kisugárzásával alapállapotba (proton) mehet vissza. (A nukleonhoz csatolt erős mezontér mellett a gerjesztési folyamatban a gyengébb Coulomb-térnek és a β -kölcsönhatásnak csak mellérendelt szerep juthat.)

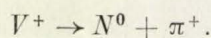


6. ábra. A V^+ -rész egy ionizáló részecskét eredményező bomlása jellegzetes V - vagy J -betű alakú nyomot létesít.

További V -részek felfedezése

Említettük, hogy Rochester és Butler első megfigyelésénél egy olyan V -alakú nyom is szerepelt, mely töltött részecske bomlásától származott. Később több hasonló folyamatot mutató ködkamra- és fotoemulziós felvételt találtak. A bomló rész és bomlástermék által hagyott nyom részletes vizsgálata azután megmutatta, hogy mindkettő lényegesen könnyebb a protonnál. Ez esetben tehát nem gerjesztett nukleonról, hanem a mezonok újabb fajtáiról van szó. (Ma ezeket a V -nyomokat produkáló töltött mezonokat κ - és χ -mezon néven ismerjük.)

A legutóbbi hónapokban végzett néhány megfigyelés arra enged következtetni, hogy a semleges V -rész pozitív töltésű párja valószínűleg mégis létezik. A megfigyelt pozitív töltésű nehéz részecske neutronra és π -mezonra bomlik:



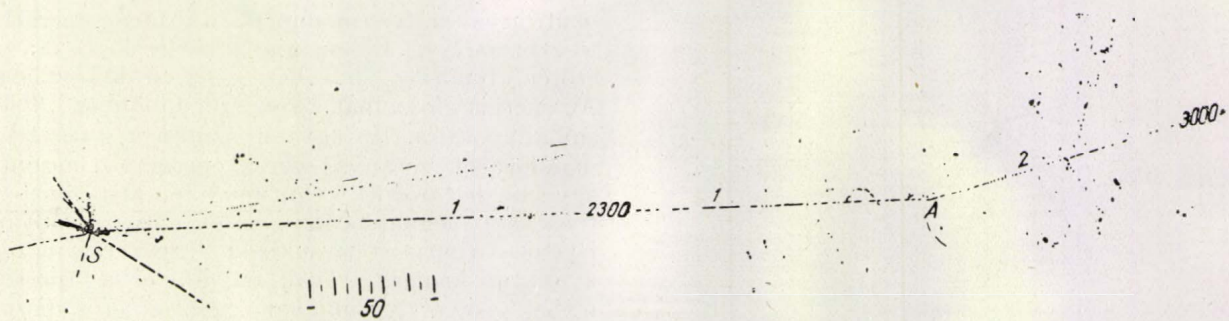
Két esetben sikerült a bomláskor felszabaduló energiát is meghatározni, az 135, ill. 131 MeV-nak adódott. A hibahatáron belül egyező két eredmény a megfigyelés reális voltát mutatja, egyben azt is bizonyítja, hogy két részre való bomlásról van szó. A felszabaduló energia hozzávetőleges ismeretében a V^+ -rész tömege is kiszámítható:

$$M_V + = M_N + M_\pi + \frac{133 \text{ MeV}}{c^2} = 2180 m_e.$$

(A részecskét egyesek megkülönböztetésül J -résznek is nevezik, ami szintén a nyom alakjára utal.)*

a gerjesztési nívók a nukleont körülvevő mezon-térrel állnak kapcsolatban.*

Próbáljuk megbecsülni, hogy a nukleonhoz »kötött« mezon tér milyen nagy gerjesztési energiák hordozója lehet. Kiindulásul Ferminek azt az egyszerű mezon-tér-modelljét használhatjuk, amelyet ő az extrém nagyenergiájú mag-ütközések elméletében vezetett be a mezonok keletkezésének magyarázatára. E szerint a nukleonhoz csatlakozó »kötött« mezon tér egy olyan kis gömbre terjed ki, melynek sugara kb. megegyezik a mag-erők hatótávolságával, a π -mezon Compton-hullámhosszával:



7. ábra. A fotoemulzió S pontjában bekövetkező magrobbanásból egy töltött V részecske (1) repül ki. Az A pontban a részecske egy töltött (2) rész emittálása közben elbomlik. (Danisz felvétele, Varsó).

Különösen érdekes eseményt mutat egy olyan további ködkamra-felvétel, melyen sorozatos bomlás látszik. A bomlás végterméke proton. Valószínűleg egy hozzávetőlegesen $2570 m_e$ tömegű töltött részecske (egyesek a Δ -rész elnevezést használják) V^0 -ra bomlik el, ez pedig rendes módon π -mezon kisugárzásával protonná alakul át. A legelső ilyen nyomot már néhány évvel ezelőtt észlelték, az 1953-ban talált újabb három felvétel a megfigyelést megerősíti.

A protonnál nehezebb ismert részecskék számának megnövekedése azt mutatja, hogy az elemi részek új családjával állunk szemben. Rossi rájuk a hyperon elnevezést vezette be. Ha ezek a magrobbanásokban keletkező, instabil és végeredményben protonra bomló részecskék valóban a nukleon gerjesztett állapotait jelentik, akkor a gerjesztési nívók egy rendszerét rajzolhatjuk fel. Három közel egyenközű nívót kapunk, melyen az alapállapotot képviselő proton-neutron, a V -részek, ill. a Δ -rész helyezkedik el. A nívók egymástól számított távolsága 200 MeV körül van. Ez az energia kissé nagyobb a π -mezon nyugalmi energiájánál. A szomszédos nívók között π -mezon kisugárzásával történik átmenet (hasonlóan az oszcillátor kvantumátmeneteihez). A π -mezon fellépte alapján feltételezhető, hogy ezek

$$\lambda_0 = \frac{h}{M_\pi c}.$$

A mezon-potenciál kielégíti a Yukawa-féle hullámegyenletet:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} \varphi = 0.$$

A hullámegyenlet megoldását legegyszerűbben egy

$$\varphi(r, t) = q(t) \cdot \frac{\sin(2\pi r/\lambda)}{r}$$

alakú kifejezéssel találhatjuk meg. Ez egy állóhullámnak felel meg λ hullámhosszal. A potenciálegyenletbe helyettesítve a $q(t)$ amplitudóra a következő egyenletet kapjuk:

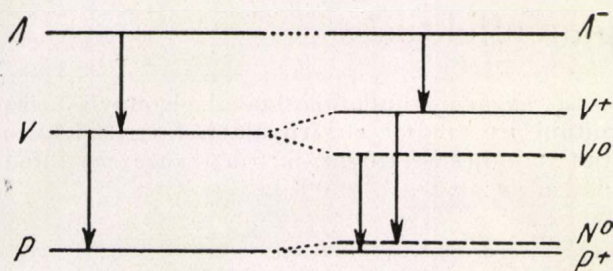
$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 4\pi^2 \nu^2 q = 0.$$

Ez harmonikus rezgőmozgás egyenlete. A rezgés frekvenciája

$$\nu = c \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda_0^2}}.$$

* A V^0 -rész élettartamának anomális viselkedését magyarázva Pais megkísérelte, hogy a gerjesztés jellemzésére bevezetett kvantumszámra kiválasztási szabályt állítson fel. Hasonló kérdésekről adott elő V. Votruba csehszlovák fizikus is az I. Magyar Fizikus Kongresszuson.

* Öt további nyom protonra és semleges π -mezonra bomló töltött részecskének tulajdonítható, de ezeknél valószínűleg más magyarázat is lehetséges.



8. ábra. A gerjesztési spektrum »durva-szerkezete« és az »elektromágneses dublett-felhasadás«.

A »kötött« mezontérben gerjesztett állóhullám tehát harmonikus rezgőmozgást végez. A harmonikus rezgés gerjesztési energiája

$$E_n = n \cdot h\nu$$

alakú lehet (n egész szám). A kialakuló állóhullám a »kötött« mezontérre terjed ki, így annak hullámhossza a mezontér hozzávetőleges méreteit megszabó λ_0 nagyságrendjébe esik: $\lambda \sim \lambda_0$. Ezt figyelembevéve két gerjesztési nivå távolsága:

$$E_n - E_{n-1} = h\nu = \frac{hc}{\lambda_0} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2} \sim 200 \text{ MeV.}$$

Eredményünk megegyezik a tapasztalt nivótávolsággal. Fermi egyszerű modellje tehát e jelenségeknek is használható: a nukleon »legsós« gerjesztési nivóinak szerkezetén, a lehetséges átmenetek kiválasztásán kívül a nivótávolság nagyságrendje is a megfigyeléssel összhangban adódik.

A gerjesztési nivók egy »dublett-szerkezetet« is mutatnak. A legsós nivå voltaképpen két egymáshoz igen közel eső állapotra (proton- és neutron-állapot) esik szét, a két szomszédos nivå távolsága 1,25 MeV. Hasonló, de tágabb »dublett« az első gerjesztett nivå is, amelyen a V^0 és V^+ részek helyezkednek el. Mindkét »dublettben« a két szomszédos energiaszinthez tartozó állapot az elektromos töltésben különbözik egymástól ($P^+ - N^0$, $V^0 - V^+$), ezért feltételezhető, hogy a »dublett-felhasadás« a nukleon kisebb szerepet játszó elektromágneses terével áll kapcsolatban.

Az ismertetett nivå-rendszerelés még nagyon hipotétikus jellegű. Sokkal több megfigyelési adat-

ra van szükség ahhoz, hogy a nukleonok gerjesztésének elméleti leírását megadhatassuk. Az a körülmény azonban, hogy a legutolsó hónapokban igen örvendetesen megszorodtak a neutronnál nehezebb elemi részekre vonatkozó ismereteink, azon reményt keltheti bennünk, hogy rövid időn belül újabb lényeges megfigyelések várhatók ezen a területen.* Talán így lehetővé fog válni, hogy az elektron sajátságainak tisztázása után végre az anyag másik fontos építőkövének, a protonnak-neutronnak sajátságait is tisztázzuk és a gerjesztés folyamatát vizsgálva a részecskék anomális mágneses momentumának, valamint a magerőnek ma még nyitott problémáját is közelebb vigyük a megoldáshoz.

Marx György

Eötvös Loránd Egyetem
Fizikai Intézete, Budapest.

Az 1953-ban ismert vagy valószínűen létezőnek feltételezett elemi részek

Jel	N é v	Tömeg	Töltés	Spin	Bomláskép	Élettartam
L e p t o n o k						
ν	neutrínó	0	0	$\frac{1}{2}$	—	∞
e^\pm	elektron	1	\pm	$\frac{1}{2}$	—	∞
μ^\pm	μ -mezon	210	\pm	$\frac{1}{2}$	$e^\pm + \nu + \nu$	$2,15 \cdot 10^{-6}$
M a g e r ő - m e z o n o k						
π^0	π -mezon	270	0	0	$\gamma + \gamma$	10^{-14}
π^\pm	π -mezon	276	\pm	0	$\mu^\pm + \nu$	$1,6 \cdot 10^{-8}$
χ^\pm	χ -mezon	950?	\pm	1?	$\pi^\pm + \gamma?$	$10^{-10}?$
τ^\pm	τ -mezon	970	\pm	0	$\pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\pm$	$10^{-9}?$
θ^0	θ -mezon	970?	0	0	$\pi^+ + \pi^-$	$10^{-10}?$
ω^\pm	ω -mezon	1200?	\pm	0,1?	$\mu^\pm + \nu + \gamma?$	$10^{-10}?$

N u k l e o n o k						
P	proton	1837	+	$\frac{1}{2}$	—	∞
N	neutron	1839	0	$\frac{1}{2}$	$P + e^- + \gamma$	20 min?
V^0	V -rész	2130?	0	$\frac{1}{2}$	$P + \pi^-$	$3 \cdot 10^{-10}$
V^+	J -rész(?)	2180?	+	$\frac{1}{2}$	$N + \pi^+$	$10^{-10}?$
Δ	Δ -rész(?)	2570?	—	$\frac{1}{2}?$	$V^0 + \pi^+$	$10^{-10}?$

* Jelen beszámoló elkészülte után érkezett meg az első rövid híradás arról, hogy a Brookhavenben üzembe helyezett új nagy gyorsítóberendezés felhasználásával sikerült V -részecskéket mesterségesen is előállítani.

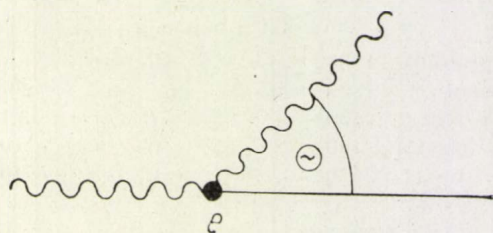
A 30 éves Compton-effektus*

30 évvel ezelőtt, 1923-ban jelent meg *Compton* dolgozata, amely a *Röntgen*- és γ -sugaraknak, mint kvantumoknak szóródásával foglalkozott.** Időszerű áttekinteni a *Compton*-effektus terén az elmúlt 30 évben történt fejlődést, annál is inkább, mert az utóbbi időben felfedezett szcintillációs számláló segítségével szinte ugrásszerűen megnöttek a kísérleti lehetőségek a *Compton*-effektus vizsgálatára. Ez világszerte ismét az érdeklődés előterébe hozta a *Compton*-effektust kettős okból: egyrészt azért, mert lehetőség nyílt az elméletnek a régebbieknél sokkal pontosabb kísérleti igazolására, másrészt próbálkozni lehet (és ilyen próbálkozások történtek is) az elmélet finomításából származó újabb eredmények kísérleti igazolásával.

A 30 év alatt nagyon sokan és nagyon sokat foglalkoztak a *Compton*-effektussal. Az egészet áttekinteni túl hosszú volna, ezért csak a legfontosabb tényekre szeretnék hivatkozni.

Előzmények

Az 1900-as évek elején ismeretessé vált, hogy *Röntgen*- és γ -sugarak abszorbenseként eredeti irányukat megváltoztatják, szóródnak. Az eléggé meglepő jelenséget *J. J. Thomson* értelmezte a klasszikus elektrodinamika alapján. *Thomson* megvizsgálta, hogy mi történik akkor, ha az abszorbens egy szabadnak tekintett elektronját elektromágneses sugárzás éri. Ha a nyugvó elektronra lineárisan poláros elektromágneses hullám jut (1. ábra), akkor a váltakozó elektromos tér hatá-



1. ábra. A beeső lineárisan poláros elektromágneses hullámot az e elektron, mint rezgő dipólus sugározza ki. A kisugárzott intenzitás $\cos^2 \Theta$ -val arányos.

sára az elektron gyorsul, rezeg. Az elektron egy rezgő dipólus lesz és sugároz. Az intenzitás eloszlás egy dipólusnál $\cos^2 \Theta$ -val változik. Ha a beeső sugárzás nem poláros, akkor az intenzitásváltozás $1 + \cos^2 \Theta$ -val arányos. A rezgő elektron által Θ irányba kisugárzott elektromágneses teret tekintjük a szórt sugárzásnak. A szórt sugárzás hullámhossza természetesen azonos a

beeső sugárzás hullámhosszával. Könnyű kiszámítani az eredeti sugárnyalábból egy elektron által a teljes térszögbe »kiszórt« sugárzás intenzitását is:

$$I_{\text{szórt}} = I_{\text{beeső}} \frac{8 \pi e^4}{3 m^2 c^4},$$

ahol

$$\frac{8 \pi e^4}{3 m^2 c^4} = \frac{8 \pi}{3} r_0^2$$

az egy elektronra vonatkozó szórási hatáskeresztmetszet (r_0 az ún. klasszikus elektronsugár, tehát a szórás hatáskeresztmetszete a klasszikusan elképzelt elektronfelület $\frac{8}{3}$ -szorosa, r_0 kifejezésében e az elektron töltése, m a tömege, c a fénysebesség). Lényeges az, hogy a kifejezés nem függ a beeső sugárzás hullámhosszától.

A kísérletek az elméletet csak lágy *Röntgen*-sugárzások esetén igazolták. Kemény sugárzásnál egyrészt a teljes térszögbe szórt intenzitás volt kisebb, másrészt előre, a sugárzás irányában nagyobb volt a szórt sugárzás intenzitása, mint hátra. γ -sugarak szóródását tanulmányozva, azt tapasztalták, hogy a szórt sugárzás áthatoló képessége kisebb, mint a primér sugárzásé, ami arra mutatott, hogy a szórt sugárzás hullámhossza nem egyezik a primér sugárzás hullámhosszával. *Röntgen*-hullámhosszak tartományában a hullámhosszváltozást spektroszkópiai úton is sikerült *Compton*-nak kimutatnia.

A *Compton*-effektus elmélete

Sok érdekes próbálkozás történt az eltérések megmagyarázására, de nem vezettek eredményre. 1923-ban *Compton* és *Debye* egymástól függetlenül publikált dolgozatban új szempont szerint oldotta meg a kérdést. (Ezért bizonyos ideig *Compton*–*Debye* effektusnak is nevezték a jelenséget).

Szerintük a sugarak szóródása kvantumos effektus. Az atom szabadnak tekintett elektronjával ütközik a sugárzás egy fotonja, amelynek energiája az *Einstein*-féle fotonhipotézis szerint $h\nu$, impulzusa $\frac{h\nu}{c}$ (h a *Planck* állandó, ν a sugárzás

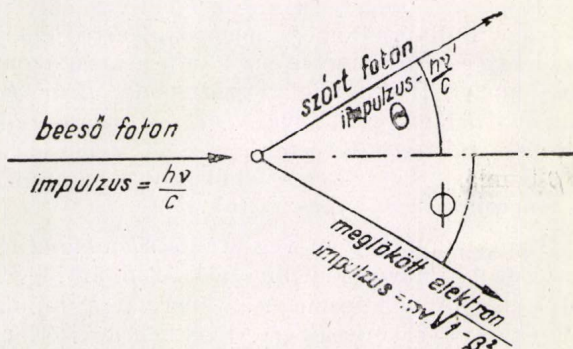
frekvenciája, c a fénysebesség). Ha ez a foton irányt változtat az elektronon, akkor impulzusa megváltozik, a hiányzó impulzust az elektronnak kell megkapnia, hogy érvényes legyen az impulzusmegmaradás tétele. Az így meglökött elektronnak kinetikus energiája is lesz, az energiamegmaradás tétele szerint ezt a szóródó fotonnak kell szolgáltatnia. Ezért a szórt foton energiája kisebb lesz, hullámhossza megnő (2. ábra). A hullámhosszváltozást kvantitatíve is meg lehet adni, az energia- és impulzusegyenlet megoldásával.

Ezekből $\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \Theta)$, ahol $\frac{h}{mc}$ az

* Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulatban 1953. nov. 16-án elhangzott előadás.

** A történeti hűség kedvéért megjegyezzük, hogy *Compton* elgondolásait már 1922. dec. 1-én egy ülésen vázolta, de részletes publikáció csak 1923-ban jelent meg.

elektron ú. n. *Compton*-hullámhossza, Θ a fotonok szórászsöge. A számolást relativisztikusan kell végezni, mert az elektronok fénysebességhez közel eső sebességekkel mozoghatnak (u. i. a *Compton*-



2. ábra. A beeső foton és elektron kölcsönhatása a kvantumos kép alapján. A foton eredeti irányához képest Θ szöggel térül el, energiája csökken. Az energia különbség a Φ irányban haladó meglökött elektron energiája lesz.

effektus csak elég nagy energiájú fotonok esetén jön létre).

Compton kimutatta, hogy pontosan ezt a hullámhosszváltozást tapasztalnánk a *Doppler*-effektus miatt akkor, ha az elektron $v = c \frac{a}{1+a}$

($a = \frac{h\nu}{mc^2}$) sebességgel mozogva sugározná ki a *Thomson* elmélet szerint változatlan hullámhosszban a szórt sugárzást. Ezt az analógiát szem előtt tartva *Compton* kiszámította a szórt intenzitás szögeloszlását, amely az előbbtől lényegesen eltér, mert e szerint a szórt sugárzás főleg előre megy, hátrafelé nagyon kevés, tehát a *Thomson*-elmélet követelte és kísérletileg nem tapasztalt szimmetria itt nincs is meg.

A szórt intenzitás szögeloszlásának kiszámítása csak a fentemlített analógián alapult, és ezért ez nem helyes eljárás. Később többen elvégezték a számítást a következő elgondolás szerint. Az atomi kötéstől szabadnak tekintett elektronra a beeső sugárzás elektromágneses tere hat. Az elektron mozgását a kvantummechanika hullámegyenlete írja le, amelyből az elektron mozgását meghatározva a különböző szögekbe kisugárzott intenzitást ki lehet számítani a klasszikus elektrodinamika alapján. A relativisztikus elektronsebességek miatt az elektron relativisztikus hullámegyenletét kell használni. Az intenzitáseloszlást a *Klein—Gordon* egyenletet használva *Breit*, *Dirac*, *Gordon* számította ki, az eredmény:

$$I_{\text{szórt}} \approx [1 + a(1 - \cos \Theta)]^{-3}$$

Klein és *Nishina* számításait a *Dirac* egyenlet alapján végezték, eredményük az előbbtől csak egy a^2 -tel arányos tagban különbözik,

Klein és *Nishina* ily módon félig kvantumos, félig klasszikus úton számították a szórt intenzitás szögeloszlását. Logikailag ez sem kielégítő. *Tamm* szovjet fizikus ezt a hiányosságot akarva kiküszöbölni, a kvantumelektrodinamika segítségével végezte számításait. Eredménye megegyezett *Klein* és *Nishina* számításának eredményével.

Kísérleti bizonyítékok

a) A hullámhosszváltozást a Röntgen-sugarak tartományában spektroszkópiai úton nagyon pontosan igazolták. A szögfüggés egész pontosan egyezik az elmélettel. Ezekből a mérésekből meghatározták a *Compton*-hullámhosszt. 1934 óta újabb mérést erre vonatkozólag nem végeztek. Akkor egy mérésekből a *Compton*-hullámhosszra $\lambda_0 = 0,02418 \text{ \AA}$ -t kaptak.

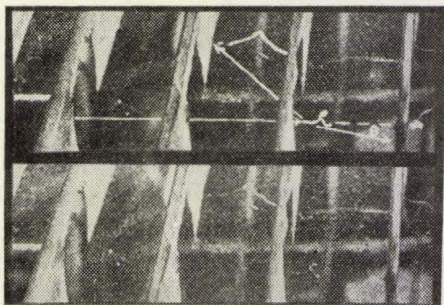
b) A szórás foton-elméletének fontos és kísérletileg megfogható következménye a meglökött gyors elektronok megjelenése. *Wilson* és *Bothe* még 1923-ban *Wilson*-kamrás kísérletekben felfedezték ezeket az elektronokat. Ez nagy sikere volt a szórás fotonelméletének. Úgy látszott, hogy *Einstein* fotoeffektusra felállított fotonhipotézise sokkal szélesebb körben alkalmazható, más effektusok is tárgyalhatók segítségével. Ezzel szemben állott a sugárzás hullámtermészete, amelyet sok diffrakciós kísérlet igazolt. A *Compton*-effektus tárgyalása az energia-impulzus megmaradás tételre épült. A dolog úgy állt, hogy vagy a hullám-elképzelést, vagy a megmaradási tételeket kell feladni. *Bohr*, *Kramers* és *Slater* harmadik utat találtak. Mindkét oldal kielégíthető, ha a megmaradási tételek csak statisztikusan érvényesek. E szerint a sugárzást az anyag elektronjai szórják, ugyanúgy, mint a *Thomson* elméletben. A hullámhossz-változás magyarázata az, hogy a szóró elektronok az atomban a *Doppler*-eltoláshoz szükséges sebességgel mozognak. Gyors elektronok megjelenésének oka az, hogy a klasszikus elektrodinamikában ismert sugárnyomás impulzust ad az egész szóróbloknak, de ez nem oszlik szét az összes elektronra, hanem statisztikusan ingadozik az elektronok között, azonban időnként egy-egy elektronra koncentrálódik. A sugárzás állandóan szóródik, de csak néha lép ki egy-egy gyors elektron. Ez jelenti azt, hogy az energia- és impulzus-megmaradás csak statisztikusan érvényes.

Bothe és *Geiger* kísérlete látszólag eldöntötte a kérdést az exakt energia-, impulzusmegmaradás javára. Hidrogén gázban szóródott γ -kvantumokat és meglökött elektronokat egy-egy számlálóval regisztráltak. A két számláló impulzusai nagyrészt koincidáltak, s ez kizárja a statisztikus tételek érvényességét. A mérések során 5 órás mérés alatt kapott 66 koincidenciára a valószínűség a *Bohr*, *Kramers*, *Slater*-féle statisztikus elmélet szerint 1 : 400 000.

Compton és Simon Wilson-kamrás kísérlettel igazolták, hogy a megmaradási tételek által követelt

$$\cotg \Phi = - (1 + a) \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2}$$

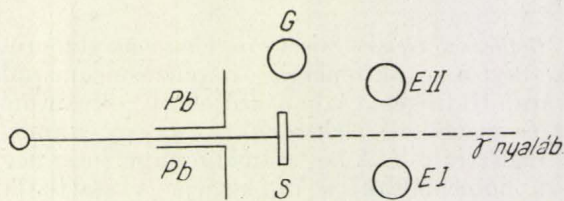
reláció is fennáll. Wilson-kamrába vékony ólomlemezeket helyeztek. Ezeken Röntgen-sugarakat bocsátottak át, amelyek rajtuk szóródtak. Felvételeiken az elektronok Φ szögét a meglökött elektronok kezdeti irányából, a szóródott γ -kvantumok Θ szögét a szórt sugárzás által kiváltott szekundér elektronok indulási helyéből határozták meg (3. ábra). Ezzel a méréssel a fenti relációt 20%-os szögpontossággal igazolták.



3. ábra. A felvételen a meglökött elektron és a szórt kvantum által kiváltott szekundér elektron nyomát látjuk. Alsó kép az eredeti felvétel, felső kép retusálva.

Ez a mérés szolgált a Heisenberg-féle gondolat-kísérlet alapjául. Mindenki ismeri a γ -mikroszkópra vonatkozó gondolat-kísérletet, amely szerint egy elektron helyét rögzíteni akaró foton az elektront helyéből kimozdítja. A határozatlansági relációt tehát a Compton-effektus eredményei általánosításának tekinthetjük.

A Bothe-Geiger és Compton–Simon kísérletet kombinálta szinte hírhedt kísérletében 1936-ban Shankland. Szűk γ -nyalábot (RaC') bocsátott vékony Al fóliára. A 90° -ban szóródó γ -sugarakat egy GM cső számlálta. Ehhez átlagban $22,5^\circ$ -ra szóródtak az elektronok, ezeket egy másik GM cső számlálta. Az E-csövet a II. helyzetbe helyezve a γ -kvantumokat és elektronokat regisztráló két számláló között koinkidencia nem lehet (4. ábra). Shankland a kétféle elrendezésben mérve (E_I ,



4. ábra. Shankland kísérletének vázlata. Pb tömbök szűk γ -nyalábot bocsátanak a P preparátumból az S szóró fóliára. A szórt γ -kvantumokat a Θ számlálóső, a meglökött elektronokat az E számlálóső regisztrálja.

E_{II}) nem talált különbséget a koinkidenciák számában, ami azt jelentené, hogy az energia- és impulzusmegmaradás csak statisztikusan érvényes.

Hogy az elméleti fizikusok mennyire szerették volna a hullámfelfogást megőrizni, arra jellemző az, hogy egy rossz mérés publikálása után azonnal sok elméleti fizikus foglalkozott ismét Bohr, Kramers, Slater elképzelésével. Dirac a megmaradási tételek staitisztikus értelmezésével kapcsolatban a β -bomlást is felvetette, ahol szintén impulzus- és energiahiányt tapasztaltak.

Ezután hat helyen végeztek a Shankland-féléhez hasonló méréseket, amelyek azonban megerősítették a fotonelképzelést, az energia és impulzus tétel pontos érvényességét. Ezekben a kísérletekben a ThC'' monokromatikus γ -sugárzását használták, ami nagyon előnyös a RaC' sok vonalához képest.

Másik előnye a ThC'' γ -sugaraiknak az, hogy energiájuk nagyobb, mint a RaC' γ -sugaraiknak energiája. Ezért a meglökött elektronok a szóró fóliában kisebb mértékben szóródnak. Ezekből a mérésekből látszik, hogy Shankland méréseinek hibája a különböző γ energiák és a meglökött elektronok nagy szórása miatt fellépő nagyon határozatlan Φ szög. Végül Shankland egy mérésében szintén arra a következtetésre jutott, hogy az energia- és impulzusmegmaradás valóban érvényes a Compton-effektus esetén.

Újabban két kísérletben foglalkoztak ezzel az igen fontos kérdéssel. Hofstadter és McIntyre kihasználva a szcintillációs számlálók gyorsaságát, méréssel bizonyították, hogy a szórt foton és a meglökött elektron között 10^{-8} sec-nél kisebb időközés van. (Bothe–Geiger kísérlete csak 10^{-4} sec-ot adott.)

Cross és Ramsey a Shankland kísérletet ismételte meg. ThC'' γ -sugaraival bombáztak berillium fóliát. A szóródott γ -kvantumokat és meglökött elektronokat koinkidenciába kapcsolt szcintillációs számlálókkal regisztrálták. Eredményül azt kapták, hogy a γ -sugarakkal koinkidáló elektronok $\pm 1^\circ$ -os hibával a megmaradási törvények követelte irányba mennek. Az ilyenfajta méréseket nagyon nehézé teszi az a körülmény, hogy nagyon vékony szóró közeget kell alkalmazni, hogy a meglökött elektronok szóródása kicsi legyen. Ekkor azonban nagyon kicsi lesz a bekövetkező szóródások száma, tehát nagy preparátum szükséges. Ebben a mérésben 195 mg Ra-mal ekvivalens RaTh preparátumot használtak.

Az energia- és impulzusrelációk tehát egészen biztosan teljesülnek. Ezeken a kísérleteken kívül még sok más olyan kísérlet is bizonyítja helyességüket, amelyekben a Compton-effektus már mint alkalmazás szerepel.

c) A szórt intenzitás szög szerinti eloszlására vonatkozó ú. n. differenciális hatáskeresztmet-

szetet az egész térszögre integrálva a nyalábból szórás miatt elvesző teljes intenzitás hatáskeresztmetszetét kapjuk. Ez a *Compton*-effektus okozta teljes abszorpció hatáskeresztmetszete. Minden Θ irányba szóródó γ -kvantumhoz egy Φ irányban mozgó elektron tartozik. Θ és Φ közti összefüggés segítségével az elektronok szög szerinti eloszlásának formuláját is meg lehet kapni.

Mindhárom függvény, a teljes abszorpciós hatáskeresztmetszet, a szórt γ -sugarak és a meglökött elektronok szög szerinti eloszlási függvénye kísérleti vizsgálatokkal ellenőrizhető. Ezek a kísérletek abból a szempontból fontosak, hogy a relativisztikus hullámegyenlet *Klein—Gordon*-, ill. *Dirac*-féle alakjából levezetett *Breit—Dirac—Gordon*-, ill. *Klein—Nishina*-féle szórásformulák valamelyikét igazolva valamelyik relativisztikus hullámegyenlet igazolását is adják.

A teljes abszorpciós koefficiens mérésében nehézségeket okoz, hogy a γ -sugarak a *Compton*-effektuson kívül még főleg két effektus útján, fotoelektromos effektus és párképzés útján abszorbeálódnak. Az abszorpciót mérve mindhárom abszorpciós effektust együtt mérjük. Könnyebbé jelent, hogy a könnyű elemeknél (C, Al.) és 0,1 MeV feletti energiáknál a fotoeffektus nagyon kicsi, a párképzés viszont csak 1 MeV-nél nagyobb energiákon indul meg. A két másik effektus kísérletileg és elméletileg sem eléggé tisztázott, ezért csak alacsony rendszámú elemeken és az említett energia-tartományban végzett abszorpciós mérések mérvadók. Ilyen méréseknél is korrekciókat kell végezni, mert a szórt sugárzások, a meglökött elektronok fékezési sugárzása zavarják a mérést. Régebben nagy nehézséget jelentett a mérésekben az, hogy nem volt a fenti energia tartományban monokromatikus γ -forrás.

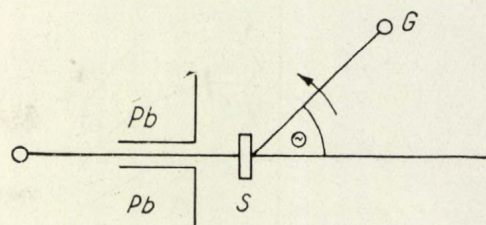
Újabban a nagy mennyiségekben előállított különböző radioaktív izotópok segítségével végzett nagyon gondos mérések azt mutatták, hogy az említett γ -energia, abszorpció, és rendszám tartományban a *Klein—Nishina*-formulával számolt hatáskeresztmetszet 0,5%-ra helyes. Ez azonban még mindig nem tekinthető a *Klein—Nishina* formula végleges bizonyítékának, mert a szög szerinti intenzitáseloszlást nem adja meg.

Nézzük, mi a helyzet ezen a téren. Mind a szórt fotonok, mind a meglökött elektronok szög eloszlásának mérése elvégezhető. A következőkben nem tárgyaljuk a *Röntgen*-sugarakkal végzett méréseket, mert pontatlanok. Kis energiákon ugyanis a *Thomson*-szórástól nem nagy az eltérés, a kis eltérést pedig nehéz kimutatni pontosan.

A problémával *Szkobelcin* foglalkozott érdemben először. Az elektronok szög eloszlását vizsgálta úgy, hogy Ra (B + C + C') γ -sugarait bocsátotta *Wilson*-kamrába. A keletkező elektronok nyomainak a γ -sugarak irányával bezárt szögét mérve a *Klein—Nishina* formulához közelebb álló eloszlást kapott. Elektronok szög szerinti eloszlását mérve a mérés pontossága elég rossz,

mert az elektronok szóródása miatt irányukat csak közelítően lehet meghatározni.

Ezért a későbbi kísérletekben inkább a szórt sugárzás szög eloszlását vizsgálták. A legegyszerűbb elrendezés a következő volna (5. ábra).



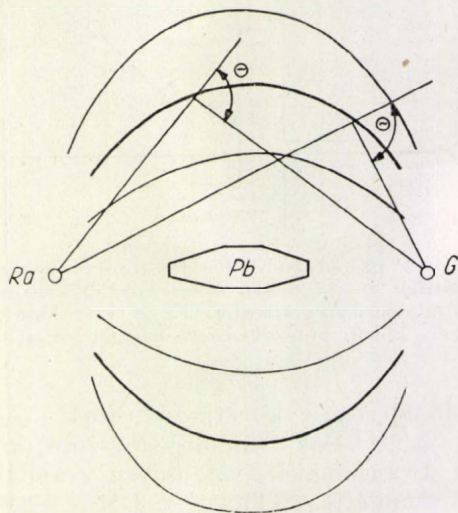
5. ábra. A P preparátumból a Pb tömbök vékony nyaláb szűrnek ki. Az S lemezen szóródó γ -kvantumokat a G számlálósó regisztrálja. Ez a szórólemez, mint tengely körül, tetszőleges Θ szöggel forgatható.

rűbb elrendezés a következő volna (5. ábra). γ -sugárnyaláb esik valamilyen szóró közegre, a szórt kvantumokat valamilyen számláló, pl. GM-cső számlálja. Tekintve a GM csövek rossz γ hatásfokát (kb. 1%) és a szórás kis hatáskeresztmetszetét, mérhető beütésszámhoz elég vastag szóróközeg szükséges. Az ilyen mérések viszont nem vezettek jó eredményre, mert a vastag szóróközegben az egyszer szórt sugárzás még egyszer vagy többször szóródott, ami az effektus képét nagyon meghamisította.

Úgyes geometriát választva, amely a kihasznált γ -nyaláb térszögét növelte, a szóró anyag vastagságát pár mm-re lehetett csökkenteni. A legjobbnak látszó kísérleti elrendezést vizsgáljuk meg közelebbről. A preparátum és a számláló egymással szemben helyezkedik el. Közöttük egy Pb tömb van, amely a közvetlen sugárzást nem engedi a számlálóhoz. Kétoldalt Al szórólemezek állnak, olyan körívekbe hajlítva, hogy a preparátum és a számláló a megfelelő körön legyen. A szórólemez magasságától és véges vastagságától eltekintve ismert geometriai tétel szerint azonos Θ szögben szóródó γ -sugarak jutnak a számlálóba (6. ábra). A geometriai elrendezés megnöveli a térszögét a vékony nyalábhoz képest, ezáltal elég nagy lesz az effektusok száma akkor is, ha vékony a szóró közeg. A mérést kb. 25 mg Ra preparátummal végezték. A kiértékelést nehezítette az a körülmény, hogy a Ra-nak elég bonyolult spektruma van. A mérések eredménye kb. 25%-ra volt pontos. Már ez is elég volt arra, hogy a *Klein—Nishina*-formulát igazolja a *Breit—Dirac—Gordon*- és *Compton*-formulával szemben.

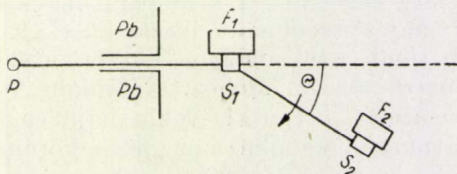
Az előbbi mérést 1937-ben végezték. Azóta újabban csak egy mérést végeztek a szög eloszlásra vonatkozólag. Szcintillációs számlálóval végzett mérést *Hofstadter*. A γ -nyaláb egy kb 1 cm³-es szcintilláló kristályra esett. A szórási folyamatokban meglökött elektronok szcintillációt okoztak a kristályban, amelyet egy fotoelektron-sokszorozó regisztrált. A szórt fotonokat egy másik szcintillációs számláló számlálta az előbbi-

vel ko incidenciába kapcsolva. A mérés eredménye a *Klein—Nishina* formulát igazolta, de ismét igen nagy hibával, illetőleg igen sok számított és nem mért korrekcióval. Ilyenek : a vastag szóró közeg



6. ábra. A Ra forrásból a körívekbe hajlított Al szórólemezekre jutnak a γ -sugarak. Egy-egy lemezről minden helyről azonos θ szögben szóródó γ -sugarak jutnak a G számlálókba. A közvetlen sugárzást Pb tömb zárja el a G számlálótól.

miatt fellépő többszörös szórás, a számlálók hatásfoka, stb. A 10° -onként felvett mérési pontoknál a szög hibája $\pm 3^\circ$, a hatáskeresztmetszet értékek hibája 10–15%-ra tehető.



7. ábra. A P forrásból (CO^{50} preparátum) a szűk nyaláb az S_1 szóró kristályra esik. A meglökött elektron okozta felvillanást az F_1 fotoelektronsokszorozó regisztrálja. A szórt γ -kvantumot az S_2 szcintilláló kristály és F_2 fotoelektronsokszorozó regisztrálja.

Ezért indokoltnak látszik a kísérlet megismétlése, és pedig a fentebb vázolt hengeres geometria és szcintillációs számláló segítségével.

Alkalmazások

γ -sugarak mindenfajta regisztrálásánál nagyon fontos szerepet játszanak a *Compton*-elektronok. Ezek közül csak egyet említünk : adott szögbe kilökött *Compton*-elektronok energiáját valamilyen mágneses eltérítéssel megmérve az effektust létrehozó γ -kvantum energiáját könnyen megkaphatjuk. A módszer *Szkobelcintől* ered, aki a meglökött elektronok energiáját mág-

neses térbe helyezett *Wilson*-kamrával mérte. Ebből a mérésből sikerült a $\text{Ra}(\text{B} + \text{C} + \text{C}')$ γ -spektrumának egyes vonalait meghatározni. Az intenzitásokat a *Klein—Nishina* formulából számította.

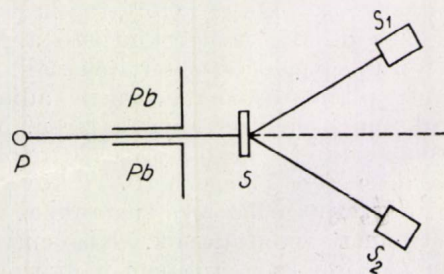
A módszert főleg szovjet fizikusok fejlesztették tovább. *Latisev* *Wilson*-kamra helyett GM csövekkel regisztrálta a meglökött és mágneses térben eltérített elektronokat. A RaC' spektrumára vonatkozó mérései a legpontosabbnak tekinthetők.

A pontos γ -vonalintenzitások szempontjából is fontos, hogy a *Klein—Nishina* formula adta szögeloszlásról pontos mérések legyenek. A fent említett totális abszorpció koefficiens pontos ismerete tehát ebből a szempontból sem elég.

Újabb elméleti és kísérleti eredmények

Két újabb eredményt említünk meg. Az egyiket már régen felvetette *Heitler* a lágy kozmikus záporok felfedezésekor : egy γ -kvantum elektronnal ütközve kettéhasadhat-e olyan értelemben, hogy egy szórt foton helyett két szórt foton lesz a meglökött elektronon kívül. *Heitler* és *Nordheim* 1934-ben kimutatta, hogy a *kettős Compton*-effektus teljes hatáskeresztmetszete nagyságrendben $1/137$ -szer kisebb, mint a rendes *Compton*-effektus teljes hatáskeresztmetszete, ha $h\nu \gg mc^2$. Az effektus kizárólag a kvantum-elektrodinamika szerint várható. Azóta többen foglalkoztak az effektussal elméletileg. Az eredmény az, hogy a kettéhasadás úgy történik, hogy leggyakrabban a két szórt kvantum közül az egyik nagy, a másik kis energiájú foton, és hogy nagy valószínűséggel előre, a primér sugarak irányában szóródnak.

Az effektus első kísérleti kimutatása *Cavanagh* nevéhez fűződik. 200 mC Co^{60} preparátum γ -sugaraival bombázott vékony Be, Al, Cu, Ag fóliákat (8. ábra). A szórt fotonokat ko incidenciába kap-



8. ábra. Szűk γ -nyaláb jut a P preparátumból (kb. 200 mC Co^{60}) az S szóró fóliára. A kettős *Compton* effektusból származó 2 γ kvantumot az S_1 és S_2 ko incidenciába kapcsolt számlálók regisztrálják.

csolt nagy méretű szcintillációs számlálókkal detektálta. Mérései csak annyit jelentenek, hogy a *kettős Compton*-effektus létezik, a hatáskeresztmetszet nagyságrendben azonos az elmélet által

adott értékkel. További feladat az elméletben megadott finomságokat, a két foton energiaspektrumát meghatározni.

Lényegében ugyanez a két fotonos effektus fellép a fékezési sugárzásban is, amelyet könnyen lehet tárgyalni a *Compton*-effektus segítségével. Egy nagy energiájú elektron az atom terében lefékeződve egy aktusban két Röntgen-kvantumot sugároz ki. Ennek az effektusnak kísérleti kimutatása még nem történt meg.

A sugárzási elméletek finomítása újabban arra vezetett, hogy a *Klein—Nishina*-szögeloszlás formulában korrekciót kell alkalmazni. De ez a korrekció annyira kicsi, hogy egyelőre kísérletileg nem látszik hozzáférhetőnek. A sugárzás kvantumelméletének (kvantumelektrodinamikának)

meg kell elégednie a *kettős Compton*-effektus kísérleti kimutatásával.

*

Az elmondottakból látjuk, hogy a *Compton*-effektus nagyban hozzájárult a modern fizika kialakításához. A határozatlansági relációhoz vezető gondolatkísérlet kísérleti alapja, az elektron relativisztikus hullámegyenletének kísérleti bizonyítéka, újabban a kvantumelektrodinamika kísérleti bizonyítékai a főbb elméletileg nagyfontosságú eredményei a *Compton*-effektus kísérleti vizsgálatának.

Keszthelyi Lajos

Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

Hengerrudas keret alkalmazása forgómozgások bemutatására

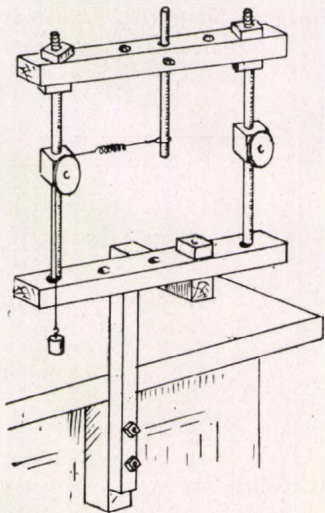
A forgásokat olyan berendezéssel igyekszik a kísérletező előállítani, hogy a ható erőt mérni tudja. Ennek legegyszerűbb módja a forgó testre rácsavart zsinórnak álló csigán való átvetése és a végére súly akasztása. Az erőátvitel céljára közbeiktatott csigának függőleges irányú eltolását lehetővé teszik a szertárakban mindenütt látható négyzetes rudakból összecsapolt faállványok. A függőleges oszlopokra tetszőleges magasságban felerősíthetjük a csigákat, de velük csak abban a síkban lehet végezni mozgatót, amelyik forgási síkjukkal egyezik. Márpedig két vagy három erőhatáshoz szükséges két-három csiga és a megforgatandó test egyeztetése aránylag egyszerű kérdések megoldásakor előkerül. Legkisebb költséggel elérhetjük ezt azzal, hogy az állvány függő-

leges rúdja hengeresre készüljön és rajtuk a csigák ne csak le- és fel eltölthetők, hanem függőleges tengely körül forgathatók legyenek. A hengerrudas állvány helyett célszerűbb *hengerrudas keret* felhasználása. Mégpedig azért, mert a hengerrudas keretet különböző magasságban rögzíthetjük és dönthetjük, vízszintesre is állíthatjuk.

A hengerrudas keret

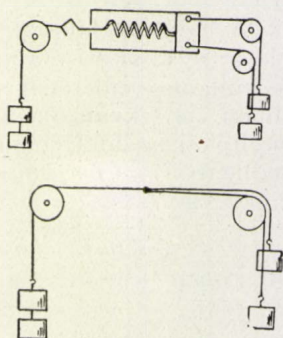
Az 1. ábrán láthatjuk, hogy két vízszintes négyzetes rúdból és két függőleges hengeres rúdból áll. A szállítás szétcsavarozva történhetik. Iskolában, miután egyszer összeállítottuk, úgy maradhat, nem sok helyet foglal. Nem tehető asztalra a talpa miatt, azért, hogy a csigán átvett súlyok hosszabb utat is megtehessenek és hogy a keret az egész osztály által jól látható magasságban rögzíthető legyen. Kell tehát ehhez a hengerrudas kerethez még egy tartófa, mely az asztalhoz erősíthető. Könnyű lesz ezzel az eszközzel hosszabb előkészület nélkül bemutatni az akció-reakció erő-törvény szokásos fogós kérdését. Először a keret felső vízszintes rúdjának furatában rögzített pecekhez kötjük az erőmérő (egyszerű esetben gumiszál vagy rugódarab) egyik végét, a másik végétől pedig a csigán átvett zsinór halad. Második kísérletben kivesszük a pecket és a zsinórt a jobboldali csigán vetjük át. Nyilván így nem lesz kétsége hallgatóságunknak afelől, hogy mindkét súly ugyanakkora és az erőmérő most is ugyanannyit mutat.

A párhuzamos erők összetevésére először célszerű olyan erőmérőt használni, amelyiknek széles a háza, tehát megengedi, hogy a 2. ábrán jobbolda-



1. ábra

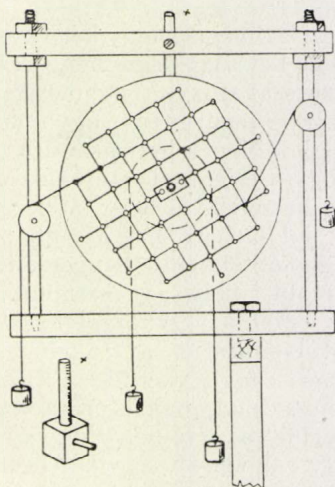
Ion feltüntetett két zsinór egymás felett lévő két csigán átvette párhuzamosan fusson. Ezután használunk hármast zsinórt. Mondjuk egyet balra és kettőt egymás mellett jobbra vezessünk. Ez utóbbiak mindegyikét ugyanazon a csigán átvette feljebb és lejjebb jól látható súlyokkal terheljük.



2. ábra

Az előző ábrák szerinti erőösszegezés előkészítése azért gyorsabb ezzel a hengerrudas kerettel, mert a csigák mindig ezen a hengerrudas állványon kerülnek használatba, tehát a készlet összeállítva marad. Egyéb felszerelés (zsinór, kampók, akasztós súlysorozat, rajzszer stb.) könnyen elővehető.

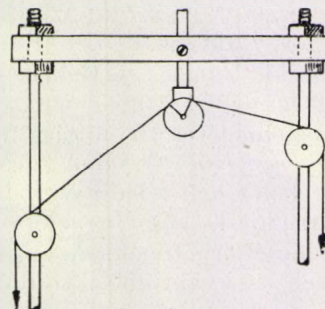
A forgatónyomaték, valamint az erópár fogalmának bevezetésekor használatos négyzetes hálózatu korong sokkal több célra használható ebben a hengerrudas keretben. Nemcsak függőleges irányban működtethetjük súlyokkal, hanem a csigákon átvette, ferde erőket is alkalmazhatunk. Ha a korong hátulján el van látva zsinórtárcsával, akkor ez az eszköz gyorsan bemutatathatóvá teszi nemcsak az ellentétes forgatónyomatékok egyenlőségét, hanem egyirányú forgatónyomaté-



3. ábra

kok összegezését is. A 3. ábrán láthatjuk két különböző nagyságú erőkből és karokból összetevődő egyenlő irányú forgatónyomatékok összegének mérését. A kezdő szempontjából nagyon fontos kelléke a korongnak a forgató zsinórtárcsa. Ezzel szemléltetjük a forgatást. Viszont így bővítettük céltudatosan tanítványaink ismeretkörét.

Ha nem álltunk meg az erő és ellenerő bemutatásánál, hanem szögben támadó két erő összegezését megtanítottuk, itt se elégedjünk meg ellentétes előjelű forgatónyomatékok egyensúlyának bemutatásával, hanem különböző nagyságú forgatónyomatékok összegezését is szemléltessük. Ez per-

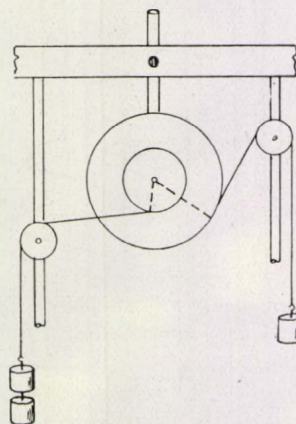


4. ábra

sze nemcsak a zsinórtárcsával megy, hanem úgy is, hogy a baloldali hengerrúdon egy, a másik hengerrúdon két csigán átvett erővel hatunk különböző karokkal. Kettő forgatónyomaték egyirányú, egy pedig ellentétes irányú legyen.

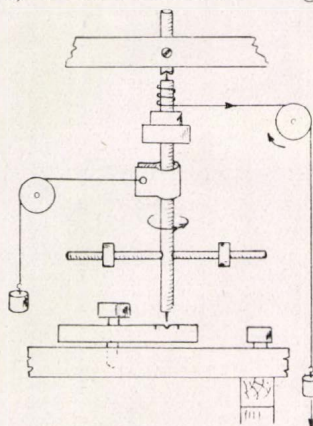
Amíg a mozgócsigával a szokásos állványon könnyű előállítani a nem párhuzamos zsinórállású egyensúlyi helyzetet, addig a nyugvó csigán ferde erőátadási egyensúlyi vizsgálatokhoz ilyen hengerrudas állvány kell. A 4. ábra alapján könnyen végezhető kísérlet igazolja, hogy bármilyen irányban támadnak az erők, a forgatónyomatékok egyenlők. Hengerkerék rajz szerinti forgatásával a szíjmeghajtásra végezhetünk méréseket.

A hengerkerék sztatikus egyensúlyi helyzetének igazolását csak függőleges erőkkel szokták elvégezni. Mivel üzemekben a munkagépek meghajtására szolgáló szíjtárcsák nemcsak függőleges irányú erők hatásának vannak kitéve, bemutató kísérleteinkben is legyünk erre tekintettel. Egyszerű állványozású hengerkeréken rugós erőmérővel, két összezsapolt különböző átmérőjű csigával, mint hengerkerékkel hengerrudas keretben súlyokkal is tudunk ferde irányú erőhatásokat szemléltetni. Három különböző átmérőjű tárcsával forgatónyomatékok összeadását is szemléltethetjük.



5. ábra

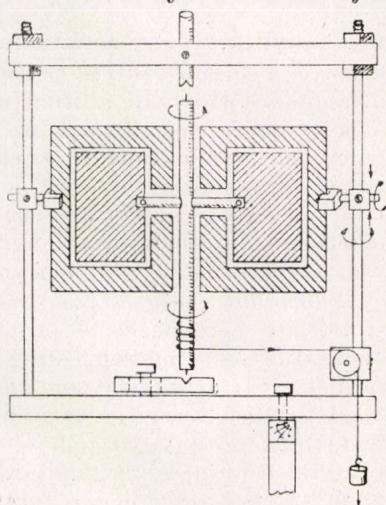
Ha a hengerrudas keretet ellátjuk fent és lent egy-egy óracsapággal és könnyen forgathatóan függőlegesre állítunk középre egy forgót, akkor annak zsinóron lévő súllyal való megforgatásával *egyenletes, vagy gyorsuló körmozgást* mutathatunk be. (6. ábra.) A szertárakban meglévő centri-



6. ábra

fugálgéppel, motorokkal az egyenletes forgást lehet szemléltetni. Annak használata előtt a gyorsuló forgás szemléltetésétől vezessük el a tanulót az egyenletes körmozgás fogalmához. Ha a forgót csak a csigán átvetett súly mozgatja, gyorsulva forog. Ha egy másik csigán átvetett súllyal rongy- vagy papirkengyelt súroltatunk a forgó tengelyéhez, könnyen sikerülni fog egyenletes forgás előállítása.

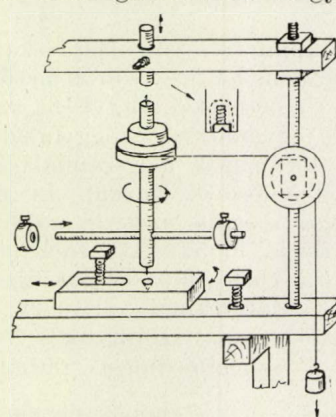
A hő mechanikai egyenértékének meghatározására szolgáló eszköz modelljét kartonlapokból a 7. ábra szerint könnyen elkészíthetjük.



7. ábra

Legfontosabb alkalmazása ennek a hengerrudas keretnek a *forogónyomaték és tehetetlenségi nyomaték összefüggésének*, valamint a tehetetlenségi nyomaték mérésének bemutatása. A gyári ú. n. masszív, fémből elkészített forgók helyett a 8. ábrán látható farudat ajánlom középiskolás bemutatásokhoz. Mégpedig azért, mert könnyű

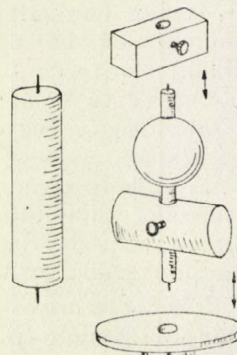
és mégis elég szilárd, tehát nem kell ennek a forgóváznak saját tehetetlenségi nyomatékát figyelembe venni. Az 1 cm vastag rúdon legyen 2 és 3 cm átmérőjű tárcsa, valamint egy 6 mm átmérőjű keresztrúd. A függőleges rúd tetején és alján egy-egy elhasznált gramfontű hegye a forgás-



8. ábra

pont. A felső óracsapágy egy rudacska végébe legyen erősítve, ezáltal a hengerrudas keret felső rúdja könnyen betehető, kivehető és megfelelő távolságban rögzíthető. Az alsó óracsapágy egy arasznyi deszka egyik végén legyen besüllyesztve. Ezt a deszkát a hosszukás lyukján átdugott csavarral rögzítjük a hengerrudas keret alsó léchéhez. Az alsó csapágy ezáltal vízszintes síkban való beállítást, a felső pedig függőleges irányú elmozgatást tesz lehetővé. Mindkettőre nagy szükség van, mert a forgórendszernek függőlegesre állításán múlik a jó kísérleti eredmény. Függőn segítségével a gramfontű tengelyvégeket két irányból benézve függőlegesre igazgatjuk, majd a felső csapagyat úgy állítjuk be, hogy ne szoruljon, de ne is ketyogjon a forgórész. Nagyon könnyen elérjük azt, hogy a centiméteres rúdra csavart cérnaszál, mely át van vetve a csúszóra szerelt csigán, $\frac{1}{2}$ grammnál kisebb súllyal gyorsulva forgatja az üres forgórészt. 9. ábra.

Az így beállított eszközzel végezzük el rendre a következő kísérleteket. A *szöggyorsulás arányos a forogónyomatékkal*. Először a felakasztott súlyokat változtatjuk, majd a cérnát a kétszeres és háromszoros átmérőjű tárcsára csavarjuk. A szög-



9. ábra

gyorsulást legegyszerűbb a gyorsulva eső akasztós súly megtett útjából visszaszámítani. A forgató súly mellé állított méterrúd segítségével 5 ; 20 ; 45 cm út megtételi idejét mérjük és azt találjuk, hogy t ; $2t$; $3t$ időtartamok. A mozgás tehát gyorsuló mozgás. Az $s = \frac{a}{2} t^2$ négyzetes

úttörvény alapján a gyorsulásra kapott érték abban az esetben, ha a 2 cm átmérőjű tárcsára volt csavarva a cérnaszál, vagyis ha az $r = 1$ cm, számértékileg egyenlő a szöggyorsulással. Máskor pedig a fordulatok megszámlálásával és az időtartamok mérésével hozzuk ki a törvényt. Stopper-órával mérjük meg 2, majd 4.2 majd 9.2 körülfordulás idejét. Azt találjuk hogy a, négyzetes arányban növekvő szögelfordulások megtevésének időtartamai ; t ; $2t$; $3t$. Ha a körülfordulások számát szorozzuk a 2π -vel, akkor megkapjuk a szögelfordulást radiánokban. A szöggyorsulást $a = \frac{\gamma}{2} t^2$ képlettel mérés alapján kaptuk így meg.

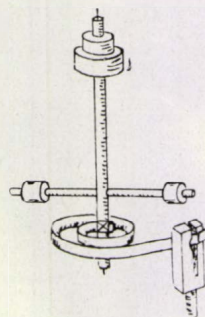
A súly változtatása után a 2 cm átmérőjű, tehát 1 cm sugarú tárcsáról térjünk át a 0,5 cm sugarú tárcsával való mérésekre. Ugyanannak a súlynak a forgatónyomatéka így feleakkora. Végül a 3 cm átmérőjű tárcsával a háromszoros, illetőleg a 2 cm átmérőjűhöz viszonyítva másfélszeres forgatónyomatékokat tapasztalunk. Ha sokszor emlegetjük az egyenesvonalú és a forgómozgás párhuzamát, könnyen transzformálják a $P = m \cdot a$ és $F = I \cdot \gamma$ összefüggésekből eredő következményeket. Nem lesz nehéz ezek után a tehetetlenségi nyomatéknak, mint az utóbbi összefüggés arányossági tényezőjének megmérése és fizikai jelentésének kihámozása.

Az eddigi mérésekben nem vettük figyelembe, hogy a forgó kereszttrúdján a függőleges közep-tengelytől mérve 3—3 cm távolságban egy-egy súly volt. Toljunk rá melléjük még egy-egy ugyanakkora súlyt. A gyorsulás feleakkora lesz. A súlyok középtől mért távolságainak kétszeresre, háromszorosra változtatásakor pedig a gyorsulás négyzetesen csökken. Az első gondosan készült méréssorozatból a tehetetlenségi nyomaték szám-értéke is jól adódik.

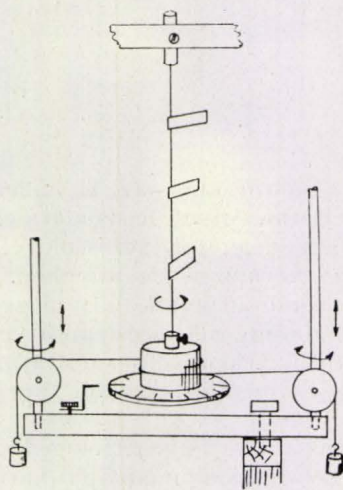
Jól felhasználható a hengerrudas keret és az előbbi kísérletsorozatban használt forgó a zseb-órak billegője modelljének bemutatására. Egy órák által kidobott hajtórúgót kötözzünk rá cérnával a forgó függőleges tengelyére. Ez lesz modellünkben a hajszálrúgó. Tegyük be a rugót a keretbe. A rúgó szabadon lebegő végét egy csipeszrel fogjuk meg. A kereszttrúdon lévő súlyok eltolásával jó hosszú csillapítatlan rezgéseket tudunk előállítani. A csipeszbe fogott rúgó végét változtatva, a lengéssidőt szabályozhatjuk, 10. ábra.

A 11. ábrán drótok csavarási együtthatójának meghatározási módját szemléltetjük. Ha a drót felében, negyedében és háromnegyedében egy kis papírzászlócska is van, akkor ez a mérőkísérlet

egyben demonstrációs berendezés is az elfordulás szögének a drót hosszúságától való függésére. Ennél a kísérletnél is rendkívül fontos az, hogy a drótot megforgató erőpár valóban érintő irány-ban működjék. Ennek elérését a hengerrudak



10. ábra

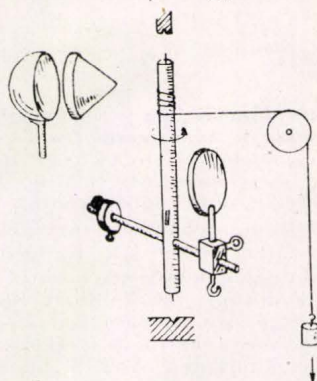


11. ábra

nagyon megkönnyítik. A csúszóra szerelt csigák síkjában benézve a feszítő súlyra csavart cérnák irányát jól látjuk és finoman állíthatjuk. Nagy előnye ennek a mérési eljárásnak az, hogy a sztatikus méréssel nyert csavarási együttható pillanatok alatt dinamikus méréssel is ellenőrizhető. Az alsó korongról csupán a cérnát kell levenni és máris meghatározható a lengéssidő.

Sajnos, az iskolák nagy részében nincs még meg a közegeállás mérése a párhuzamos légáramlást létesítő berendezés, a próbatestersorozat és a hozzájuk való mérleg. Amíg ennek az eszközkészletnek gyártása bele nem kerül a tan-szer előállítási tervbe, kiegészítő megoldásként a hengerrudas keretet és forgóját felhasználhatjuk. A 12. ábra szerint a forgó kereszttrúdja egy csúszót erősítünk. Ennek függőleges furatába elő-ször egy nyéllel ellátott 10 cm átmérőjű kemény-papír körlelapot rögzítünk. Élével forgatva nem változtatja a gyorsulást, lapját a sebesség irá-nyára merőlegesre állítva jól mérhető a megválto-zott szöggyorsulás. Nyeles, kivájt félgömb, majd cseppalak közegeállása egyszerű minőségi mé-résekkel is gyorsan látható. (Kivájt félgömbnek celluloidlabda, doboz, rossz merőkanál felhasznál-ható. Csupán arra kell ügyelni, hogy a kereszt-

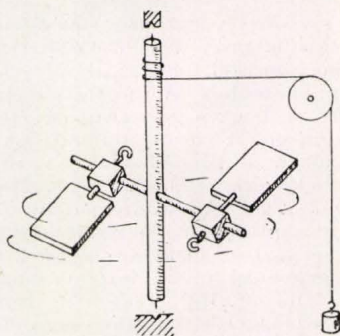
metszetek egyezzenek. Ezért célszerű a rendelkezésre álló gömb méretéhez szabni a többi. A cseppalak legegyszerűbben úgy állítható elő, hogy a kívájt félgömbhöz egy papírkúpot készítünk.) A próbatestsorozat tagjai lehetőleg egyenlő



12. ábra

tömegűek legyenek. Amennyiben nem egyenlők, akkor a csúszóra még pótsúlyokat is tegyünk a kisebb súlyú próbatesszt feltevésekor. Ajánlatos még az egyenletes forgás elérése céljából a kereszt-rúd másik ágára ellensúlyt tenni.

Ferdelapok közegellenállásának és a légeszavar működésének megértésére szintén felhasználhatjuk előbbi berendezésünket. A kereszt-rúd mindkét oldalára toljunk egy-egy csúszót. Jó, ha a csúszó legömbölyített. Fogjunk be a csúszók furataiba egy-egy nyeles lapot. 13. ábra. Állítsuk



13. ábra

azokat különböző szögek alatt és forgattassuk meg súlyokkal. A közegellenállásnak a sebességtől és a lapok ferdületétől való függése egyszerűen adódik.

A fentiekben ismertetett hengerrudas keretet és forgót én 27×27 mm keresztmetszetű *bükkfalécekből* és 12 mm átmérőjű gyertyánfa hengerekből, asztalosok által *csaplécnek* nevezett rudakból készítettem. A két függőleges hengeres rúd mindkét végén félhüvelykes famenetvágóval készítettem meneteket. Alul a bükkfalécebe fűrt menetbe a rudak becsavarhatók. Felül a rudakon hosszabb menet van. Két-két anyacsavar közé lehet beszorítani a bükkfarudat. A keret így megfelelően merev. A keretet tartó fa L-alakú, ugyancsak 27×27 mm keresztmetszetű bükkfalécből van összezsápolva. Kereszt-rúdján egy síma és egy menetes furat, hosszú rúdján olyan furatok

vannak, hogy az előadó asztalhoz különböző magasságban legyen rögzíthető. Legegyszerűbb rögzítése az L-alakú tartófának az, hogy asztalos szorítóhoz csavarozzuk, és azt fogjuk hozzá az asztal széléhez. A keretet ehhez a tartófához egy nyeles facsavarral lehet erősíteni. (1. ábra.) A keretben lévő alsó csapágydeszkát és a tartófát szintén nyeles csavarokkal rögzítjük. A keretben középen kell lenni a felső csapágytartó rudacskaának. Ez is 12 mm-es csaplécből készült. A felső rúd függőleges furatában egy facsavarral rögzíthető. A csigatartó csúszók ugyanabból a négyzetes keresztmetszetű lécből készültek. Egy 12 mm-es furat és egy menetes keresztfurat van rajtuk. A csigák egyszerű esztergályozott facsigák, illetőleg fakorongcskákból és papírkörlapokból ragasztott csigák. Tengelyük egy vékony szeg. (Patent képakasztók vékony acélszege.) A csigák oldalirányú súrlódását egy-egy gyöngyszem csökkenti. A forgó kereszt-rúdja 6 mm-es csapléc. A rátolható súlyok ólom-ból készültek. Az ólomkorongok rögzítése egy-egy 3 mm-es csavarral történhetik. A közegellenállás próbatessztjeinek tartócsúszója ugyancsak fából készült. Rögzítőcsavarja egy-egy szemescsavar. Az óracsapágy eldobott ébresztőórakból vehető ki. Óragyaráink gyártják. Ide a selejtdarabok is felhasználhatók. A forgatónyomaték korongja 7 mm-es rétegezett lemez. A négyzetes hálózat szerint elosztott szegek távolsága 4–4 cm. A korong közepén kétoldalt összecsavart acéllemezen fűrt 3 mm-es lyuk a csapágy. A tengely egy nyeles fadarab közepébe erősített 3 mm-es acélrudacska. A tengelytartó nyeles fa a hengerrudas keret felső lécének furatába tolható és ott facsavarral rögzíthető. (3. ábra.) Az eszközsorozat könnyen kiegészíthető. Hiszen két-két gramofontúvel ellátott test a keretbe pillanatok alatt beállítható és megforgatható.

Amikor az előbb leírtakhoz kartársaim hozzájárulását és kritikáját kérem, egyben a következő javaslatot teszem. 1. A Bunsen-állványoknak a legszokásosabb típusát a gyártó cégek 12 mm-es rúddal készítsék. (Némelyik ugyanis valamivel vastagabb.) Ennek a szabványosításnak az oka az, hogy nagyon sok iskolában meglévő félhüvelykes famenetvágóhoz szükséges 12 mm-es csaplécből készült eszközökkel meglegyen az összhang. A fizika kísérleti oktatása szempontjából rendkívül fontos az, hogy az eszközök házi készítésére a meglévő gyári eszközök javítására, fejlesztésére gondoljunk. 2. Kerüljön sürgős gyártásra 12 mm-es furattal ellátott csúszón jól mozgó könnyű csiga. Kapjon ebből minden középiskola legalább három darabot. 3. Gyártásuk le jól kiszáradt és az előbb adott fafajtákból minden középiskola számára a befogódeszkát, tartófát, hengerrudas keretet, kereszt-rudas forgót felszerelésével, forgatónyomaték tárcsát és tengelyt, egy-két esztergályozott forgót hegyekkel ellátva. Legyen mellékelve tartalék óracsapágy és kiegészítéshez csapléc-darabok.

Csekő Árpád

»Szilágyi E.-gimnázium

EGYESÜLETI ÉLET

BUDAPESTI ELŐADÁSOK

Október 12. Gáspár Rezső:

A H_2^+ -molekulaion és a H_2 -molekula kötésének új elmélete.

A H_2 molekula eredeti elmélete a molekulát két atomból építi fel. Az atomokat közelítve a magok és elektronok közt fellépő Coulomb-kölcsönhatás az elektronfelhő deformációja folytán Van der Waals jellegű erőkre vezet, a Heitler és London által felállított eredeti elmélet ezzel magyarázza a molekuláris kötést. Másik lehetséges tárgyalás az, hogy az elektronok mozgását a két hidrogén-atommag egyesített terében vizsgáljuk. Ha a két atommagot egy pontba egyesítjük, az egyes elektronok állapotfüggvényei könnyen meghatározhatók, azok a H-atom állapotfüggvények. Ezekből kiindulva kiszámítható a molekula energiája. Az eddigi számítások az 1s alapállapot állapotfüggvényével történtek, de így nem adódott ki molekuláris kötés. Előadó a gerjesztett állapotok közül a 3d állapotot is figyelembe vette. Az állapotfüggvényt 1s és 3d állapotfüggvény kombinációjaként véve fel és a kombinációs arányt variációs módszerrel határozva meg a H_2^+ molekulaiónnál a tapasztalattal jól egyező eredményt kapott, a H_2 -molekulánál a tapasztalattól való eltérés jelentősebb, de a kötés itt is kiadódott.

Október 19. Bognár Géza—Szigeti György:

Beszámoló a Német Demokratikus Köztársaságban tett utazásról.

A Híradástechnikai Tudományos Egyesülettel közösen megrendezett ülésen az előadók a Lipcsei Vásárról, a Hallei Fizikus Kongresszusról és a Német Demokratikus Köztársaság fizikai kutatóintézetéről számoltak be. Bognár Géza ismertette a német elektrotechnikai ipar gyártmányait, azokat a lehetőségeket, melyeket ezek felhasználása a magyar kutatók számára jelent. Szigeti György beszámolt a Halléban megrendezett, gázkisülésekkel foglalkozó kongresszusról. A német kutatók az elvi jelentőségű vizsgálatok mellett ezen a területen is gyakorlati fontosságú eljárásokat dolgoztak ki. Ezután az előadó ismertette a Zeiss-művek működését.

Október 26. Jánossy Lajos:

Az elemi részecske-kutatás jelenlegi helyzete.

Az előadó résztvett a Franciaországban, Bagnere de Bigorreban rendezett nemzetközi kongresszuson, mely a kozmikus sugárzás egyes kérdéseivel foglalkozott. Érdekes problémák vetődtek fel a Nap és más állócsillagok mágneses terének a kozmikus részecskékre gyakorolt hatásával kapcsolatban. Ha a kozmikus sugárzás a Tejútrendszeren kívül keletkezett, akkor a Tejútrendszer forgása miatt abból az irányból nagyobb intenzitású sugárzást kell észlelni, amelyik irányba a forgás következtében a Naprendszer halad. Ezt mindmáig nem sikerült kimutatni. Felvetődött azonban az a lehetőség, hogy az állócsillagok és ködök mágneses terének eltérítő hatása teszi a jelenséget felismerhetelenné. Ekkor viszont igen nagy energiájú primér részecskéknél (azaz a belőlük keletkező kiterjedt záporoknál), ahol a mágneses eltérítés kicsi, a kitüntetett iránynak mutatkoznia kell. A jelenség kimutatása csak sok intézet együttes munkájából várható. Lehetőség van arra, hogy a tervszerű vizsgálatokba a magyar fizikusok is bekapcsolódjanak. Az újonnan felfedezett elemi részecsről szólva az előadó ismertette azokat a nehézségeket, melyekkel a részecskék tulajdonságainak vizsgálatánál meg kell küzdeni. Elsősorban a semleges részecskék tanulmányozása jelent nehéz feladatot, már pedig minden bomlásfolyamatban keletkeznek semleges részek.

Ezután az előadó felsorolta az újonnan felfedezett részecskéket.

November 2. Faragó Péter:

Kvantumos jelenségek a centiméteres hullámhosszú-ságú elektromágneses rezgések tartományában.

Jóllehet nincs okunk abban kételkedni, hogy a rádió-hullámok energiája is kvantumos szerkezetű, mégsem ismerünk ezt közvetlenül bizonyító kísérleteket, amilyen pl. látható fény esetében a fotoeffektus, vagy Vavilov fluktuációs kísérletei. Azt azonban tudjuk, hogy ezeket a hullámokat kvantummechanikai rendszerek (molekulák) emittálni és abszorbeálni képesek. Ez igen valószínűvé teszi, hogy a makroszkopikusan létrehozott elektromágneses hullámok is kvantumos szerkezetűek. Smith gondolatát továbbfejlesztve egy kísérleti lehetőségéről számolt be az előadó, mely a kvantumos szerkezetre közvetlen bizonyítékot szolgáltathatna. Vezető lapokkal határolt üregben álló elektromágneses hullámokat gerjesztünk. Ezen át halad egy elektronnyaláb. A nyaláb az elektromos tér hatására eltérülést szenved, de fellép egy másik, rendezetlen eltérülés is. Ez utóbbi abból ered, hogy az elektron az energiát csak kvantumokban képes felvenni a térből, a kvantum-abszorpcióit pedig statisztikai törvények szabályozzák. Az elektronnyaláb a klasszikus eltérülésen kívül tehát mintegy »Brown-mozgást« is végez az üregben lévő »foton-gázban«. Az elektronnyaláb sebességének kvantumos megnövekedése mellett az előadó által javasolt kísérleti berendezésnél a klasszikus okokból fellépő hasonló effektusok gyakorlatilag elhanyagolhatók.

November 9. Marx György:

V-rész, az újonnan felfedezett elemi részecske.

Az elemi részecskékre vonatkozó ismereteink rohamos fejlődése közben is nagy feltűnést keltett a legutolsó években olyan részecskék felfedezése, melyek a protonnál és neutronnál nehezebbek. A megfigyelések arra engednek következtetni, hogy a proton »gerjesztett állapotai« állunk szemben. A nagyszámú megfigyelés által támogatva először tanulmányozhatjuk egy elemi rész gerjesztődését, ennek szerkezetét. Az előadó által ismertetett felfogás szerint a gerjesztési energiát a protonból és a proton saját mezonteréből álló rendszer veszi fel. Ezt bizonyítja a gerjesztési spektrum szerkezete, valamint az, hogy a gerjesztési nívók közt mezonok emissziójával történik átmenet. Ha a csatolt mezonter kiterjedését (melyet a magerők hatótávolsága határoz meg) azonosítjuk a benne kialakuló állóhullámok hullámhosszával, a gerjesztési energiákra a megfigyeléssel jól egyező értékek adódnak.

November 16. Keszthelyi Lajos:

A 30 éves Compton-effektus.

A Compton-effektus felfedezésének harmincadik évfordulóján ismertette az előadó a felfedezés történetét. Rámutatott az effektus nagy elméleti jelentőségére: ez lett a fény kvantumelméletének egyik fontos támasza, a hatáskeresztmetszetszámítások a Dirac-féle elektron-egyenlet helyességének, így a relativisztikus kvantummechanika helyességének fő bizonyítékát szolgáltatották. A Compton-szórás szög szerint való eloszlásának kimérése még ma sincs tökéletesen elvégezve, noha az eredmény elméleti érdekességgel bír. Az előadó részletesen ismertette azokat a lehetőségeket, melyek a hazai kísérletezők számára e téren is értékes munkaprogrammú szolgálhatnának. Megemlékezett még a nemrég felfedezett »kettős Compton-szórásról«. Heitler évekké ezelőtt a kvantumelektrodinamika alapján megjósolta, hogy kis valószínűséggel egy beeső foton a szóródás

alkalmával két fotonra hasad fel. 1952-ben ezt kísérleti-leg sikerült igazolni.

November 23. Jánossy Lajos:

A hazai kozmikus sugárzási-kutatásokról.

Az Ötéves Terv által létrehozott Központi Fizikai Kutató Intézet elsőnek megalakult osztálya a Kozmikus Sugárzási Osztály. Ez mind kutatási eszközök, mind kutatók tekintetében rövid idő alatt európai viszonylatban is jelentős kutatóintézeté fejlődött. Az osztály vezetője és munkatársai elsősorban adtak összefoglaló képet a nyilvánosság előtt eredményeikről. A beszámolót lapunk más helyén közöltük.

November 30. Szalay Sándor:

Ankét Gyulai Zoltán »Kísérleti Fizika« című könyvéről.

Gyulai Zoltán könyve az első magyar szerző által írt, hazai viszonyokhoz alkalmazkodó kísérleti fizikai tankönyv az egyetemi tankönyvek sorozatában. Ezért az értékes könyv nagy érdeklődést váltott ki az egyetemi oktatáson kívülről is. Társulatunk könyvankétjának eredményeit jegyzőkönyv foglalja össze, ezt lapunk más helyen közölte.

December 7. Dezső Lóránd:

Napfolt- és protuberancia-kutatásaink.

A csillagászok közül elsősorban az asztrofizikával foglalkozók használják fel a fizika legkülönbözőbb eredményeit, kutatásaik nem egyszer a fizikus számára is érdekesek. A magyar csillagászati kutatás elsősorban asztrofizikai problémákkal foglalkozik, ezek közt komoly helyet tölt be a Napnak, a hozzánk legközelebb álló állócsillagnak a vizsgálata. Előadó, aki az ilyen irányú kutatásokat hazánkban vezeti, részletes áttekintést adott a kutatási témákról, problémákról és eredményekről, melyek közt igen sok fizikai jellegű kérdés is van. A fizikusok örömmel üdvözölték a csillagásznak ezen előadásban megnyilvánult kezdeményezését a fizikusokkal való komoly együttműködésre.

December 14. Pál Lénárd:

Ferromágneses kutatások a Szovjetunióban.

A ferromágnesség a fizikai kutatásban mindig az egyik legérdekesebb problémát jelentette. A tudományos magyarázat lehetőségét a kvantummechanika teremtetta meg, de még ma is vannak olyan lényeges kérdések, melyek vizsgálatából komoly felismerések várhatók. Éppen a legutóbbi időben került újra az érdeklődés középpontjába a probléma. Az előadó személyes tapasztalatok alapján számolt be a szovjet kutatók értékes eredményeiről, melyek a ferromágnesség fontos kérdéseinél (elemi mágneses tartományok, a mágnesezés pontos kvantummechanikai tárgyalása stb.) újabb alapvető ismeretekre vezettek.

Január 11. Györgyi Géza:

Dielektrikumok relativisztikus elektrodinamikája.

A Maxwell-féle elektrodinamika máig sem teljesen tisztázott kérdése az elektromágneses tér és a térben lévő polárizálható anyag kölcsönhatása. Ezzel kapcsolatban az egyik fő vitatott kérdés a térimpulzus értéke szigetelő anyagon áthaladó elektromágneses hullámnál. Az évtizedek óta diszkutált probléma eldöntésére alkalmasnak látszik az, hogy a polárizált anyagban kialakult dipólusokra ható erőket tanulmányozzuk. Az inhomogén elektromos tér a kialakult elektromos dipólusokra, a mágneses tér a mágneses dipólusokra transzlációs erőt fejt ki. Az elektromos dipólusok időbeli változása elektromos áramnak felel meg, amire mágneses térben Lorentz-erő hat. Ennek analógiája a mágneses polárizáció változásakor elektromos térben fellépő erő. Az ismertetett erő kifejezések mellett figyelembe kell venni

a polarizáció fenntartásához, illetve kialakításához szükséges dipólusokat »széthúzó« erőt. A vázolt erők az Abraham által bevezetett energia- és impulzuskifejezésekkel állanak összhangban, a Minkowski-féle felfogással szemben teljesítik a relativitáselmélet követelményeit és a megmaradási tételeket.

Január 18. Fényes Imre—Lentei Ilona:

Megjegyzések a W. K. B. módszer divergenciaproblémájához.

A kvantummechanikai W. K. B.-féle közelítő módszer feltételezése az, hogy az energiasajátértékek és sajátfüggvények sorbafejthetők a Planck-féle állandó pozitív hatványai szerint. A módszer azonban a fordulópontban, ott, ahol a részecske potenciális energiája az összen energiával egyenlővé válik, végtelen kifejezések felépítésére vezet. A nehézségek matematikai eredete abban rejlik, hogy a fenti sorbafejthetőség nem mindig áll fenn, például a hidrogén-atom exakt energiája ismeretes módon a Planck-állandó —2-ik hatványával arányos. Ha azonban nem a Planck-állandó nulladik hatványából indulunk ki, azaz nulladik közelítésnek nem a Hamilton—Jacobi egyenletet vesszük, akkor a módszer konvergenssé tehető. Ehhez jó kiindulásul szolgálhatnak azok a vizsgálatok, melyek a kvantummechanika klasszikus értelmezését egy kvantummechanikai potenciállal kibővített Hamilton—Jacobi-egyenlet formájában adják meg. Általános módszer még nem áll rendelkezésre, de egyes példák a divergencia mentes közelítő módszer használhatóságát mutatják.

Január 25. Horváth János:

Megjegyzések az affin térelméletekhez.

Az általános relativitáselmélet keretében Einstein a gravitációs tér geometriai értelmezéséhez jutott. Már az elmélet felállításának idején felvetődött annak lehetősége, hogy a többi erőternek, elsősorban az elektromágneses térnek a jellemző mennyiségei is geometriai mennyiségekre vezethetők vissza. A Riemann-geometria keretében erre nincs mód. A lehetőségek nagyobbak az affin geometriájú térben, ahol távolságmérés nem értelmezhető, vagy az nem határozza meg a tér struktúráját. Ilyen térben a részecskék pályáját úgy kapjuk meg, hogy azok sebességvektorát önmagával párhuzamosan eltoljuk a térben. Az előadó rámutatott a különböző affin geometriák vizsgálatánál a pályatartó leképezések fontosságára: Fizikailag olyan terek nem különböztethetők meg, melyek ilyen leképzéssel egymáshoz rendelhetők, vagyis amelyekben a részecske-pályák azonosak.

Február 1. Medveczky László:

Neutron-spektroszkópiai vizsgálatok fotoemulziós módszerrel.

Magreakciókban keletkező neutronok számának meghatározására több módszer ismeretes, azonban a módszerek elég pontatlan értékeket szolgáltatnak a neutronok energia szerint való eloszlására vonatkozólag. Ilyen tekintetben leghasználhatóbbnak a fotoemulziós észlelés mutatkozik. A neutron a fotoemulzióban levő magokon magátalakulásokat létesít, ennek során töltött részecskék keletkeznek. Ezek pályáit kimérve a neutronok pályája és energiája meghatározható. Még egyszerűbb a neutronok által meglökött protonok (hidrogénatommagok) pályáinak kiértékelése. A mérések elég hosszadalmasak, azonban gépiesen végezhetők és nem kívánnak bonyolult elektronikus berendezéseket. Pontosabb neutronforrás használata esetén pontos eredmény adódik a magreakcióban résztvevő atommagok energianívóira és hatáskeresztmetszetére vonatkozólag.

Február 15. Marx György:

Lengyelországi tapasztalatok.

Az előadó lengyelországi tanulmányútján szerzett tapasztalatok alapján beszámolt a lengyel fizikai kuta-

tások, fizikai élet helyzetéről. A kísérleti fizikai kutatások az atommagfizika és a szilárd anyag fizikája területére esnek. Általánosan jellemző, hogy viszonylag egyszerű eszközökkel érdekes fizikai problémákat vizsgálunk meg. A kutatások kevesebb témára korlátozódnak, mint nálunk, így a fizikai életben fokozottabb szerep jut a különböző intézetekben azonos témákkal foglalkozó kutatók közti diszkuszióknak. Az elméleti vizsgálatok is egy fő témakörrel, a térelméleti kérdésekkel kapcsolatosak. Infeld professzor a gravitációs sugárzás problémáival foglalkozik. Számításai szerint az égitestek keringése gravitációs effektusok következtében nem lassul. Ebből arra következtet, hogy gyorsuló tömegek nem bocsátanak ki energiát szállító gravitációs hullámokat. Az eredmény a gravitációnak kitüntetett szerepét mutatja a többi erőtérrel, így az elektromágneses térrel szemben.

A SCHMID REZSŐ ÉS BRÓDY IMRE DÍJAK

Társulatunk 1953-han immár negyedszer jutalmazta az év folyamán eredményes munkával kitűnt kutatókat a két kiváló, fiatalon tragikusan elhunyt magyar fizikus emlékére alapított díjával. Az 1953. évi jutalmazottak:

Schmid Rezső-díjat kapott: Gáspár Rezső az atomok, molekulák és fémek kvantummechanikai elméletében végzett kutatásaiért, *Szamosi Géza* az atommagok szerkezetére és kötési energiájára vonatkozó elméleti vizsgálataiért.

Bródy Imre-díjat kapott: Medveky László az atommagreakciókra vonatkozó fotoemulziós módszerrel végzett kutatásaiért, *Szimán Oszkár* a gyakorlatban is kiválóan bevált polaroid szűrők előállításáért.

A kitüntetetteknek december 21-én ünnepélyes évzáró ülésünkön adta át Gyulai Zoltán, Társulatunk elnöke a jutalmakat.

KÖNYVSZEMLE

Roland Eötvös *Gesammelte Arbeiten.*

Szerkesztette *Selényi Pál.*

Akadémiai Kiadó, 1953.

»Ma is azt valljuk, hogy a súlyos és tehetetlen tömeg ekvivalenciájának kimutatása a magyar fizikának mindmáig legnagyobb teljesítménye. Amit Galilei a pisai tornyon végzett ejtőkísérleteivel megkezdett, azt Eötvös a legmagasabb kísérleti virtuozitás színvonalán befejezte» — írja Novobáztzy Károly a könyv előszavában. A Magyar Tudományos Akadémia Eötvös Loránd maradandó értékű munkáinak gyűjteményes kiadásával kívánja a külföld és a magyar fizikusok számára hozzáférhetővé tenni a legnagyobb magyar fizikus eredményeit. A dolgozatokat olvasva kibontakozik előttünk Eötvös életműve. Első nagy eredményei 1885-ből a kapillaritással kapcsolatosak. Az induktív következtetés mesterét ismerjük meg benne, amint a Van der Waals-féle »megfelelő állapotok« fogalmát felhasználva felállítja az Eötvös-törvényt, mit később kísérleteivel igazol. A következő publikációig 14 év telik el: ez alatt születik meg a torziós mérleg. 1889-ben beszámol az Akadémia előtt első eredményeiről: »Azon alaptételek közül, melyekre Newton a gravitáció elméletét alapozta, az egyik legfontosabb azt jelenti ki, hogy a Föld által földi testekre kifejtett erő a testek tömegével arányos és független azok anyagi összetételétől» — kezdi Eötvös beszédét, majd ismerteti a kétfajta tömeg azonosságára vonatkozó első méréseit. A közölt akadémiai beszédet annak büszke tudatában olvassuk, hogy ez a mérés tett egy magyar tudóst — Einstein szavaival — »a fizika egyik fejedelmévé«. Majd következnek az Eötvös-mérleg leírásáról szóló közlemények és a terepméréseket ismertető beszámolók. A legelső külső mérések egyikét a Balaton jegén végzi el, majd az Alföld és Erdély következik. Az 1906-os XV. Nemzetközi Földmérési Kongresszuson tartott előadása az Eötvös-mérleg nemzetközi elismerését hozta. A XVI. Kongresszuson már a terepmérésekről számol be, az 1912-es XVII. Kongresszuson pedig már módszerének gyakorlati jelentőségéről beszél: »Az új felhasználható energiaforrások keresése sokak figyelmét az éghető földgázokra irányította. Hol kell ilyen gázok után kutatni? A geológusok szerint a leginkább számításba jövő helyek az antiklinálisok (hátságok). Ezt bizonyítják az Amerikában és Erdélyben elért eredmények. Ilyen geológiai ismertetőjelek azonban teljesen hiányoznak a termőtalaj által takart Alföldön. Ha valaki itt antiklinálisok után kutat, nem mulaszthatja el, hogy a torziós mérlegről kérjen tanácsot. Hogy ez milyen sikerrel fog járni, arra csak a jövő fog bennünket megtanítani.« Az Eötvös inga tanácsa azóta nemcsak hazánkat, hanem a Föld más népeit is sok új energiaforráshoz juttatta. Eötvös gravitációs terepméréseivel egyidőben sokat foglalkozott még a földmágnesség mérésével, ezen a területen is érzékeny módszert dolgozott ki. Legutolsó munkája a mozgó

testeknek a Föld forgása következtében fellépő súlyváltozásával, az Eötvös-hatással foglalkozik. A súlyos és tehetetlen tömeg azonosságát bizonyító kísérletsorozatának részletes leírását tanítványai már csak a mester halála után teszik közzé.

A könyvben található Eötvös-dolgozatok által Eötvös munkásságáról alkotott képet teljessé teszi a két függelék. Ezekben a tanítványok ismertetik Eötvös földmágneses vizsgálatait, valamint gyakorlati vonatkozású gravitációs méréseit. A kiadványban csak Eötvös megjelent munkáinak teljes jegyzékét lehet hiányolni. Ezt a hiányt csak részben pótolja a nehezen hozzáférhető Eötvös-émlékkönyv bibliográfiájára való utalás.

A kötet, melynek nagyrésze németnyelvű, a külfölddel kívánja megismertetni Eötvös nehezen hozzáférhető munkáit. A kiadvány azonban számunkra magyar fizikusok, pedagógusok számára is nagy értéket jelent. Eötvös munkái nemzeti kultúránk értékes részét képezik, ezeket minden magyar fizikusnak ismernie kell. A könyv Eötvös kutatásainak sok olyan érdekes részletét ismerteti meg a mai olvasóval, melyről még a magyar fizikusok sem nagyon tudnak. Vegyük a leg többet idézett vizsgálatokat a kétfajta tömeg ekvivalenciájáról. A relativitáselmélet kijelentése az energia tehetetlenségéről már Eötvös életében ismert volt. A rádióaktív atomok tömegének számottevő hányada önként sugárzássá alakul át. Vajjon erre a tömegrészre is hat-e a gravitáció, vajjon erre is igaz-e a súly és tehetetlenség arányossága? Eötvös kölcsönkér Curie laboratóriumából 0,1 g rádiumbromidot és ezen a parányi preparátumon bebizonyítja, hogy annak kétfajta tömege nem különbözhet egymástól a tömeg 1/250 részével sem. Talán még érdekesebbek azok a vizsgálatai, melyekben kimutatja, hogy a testek gravitációs tere nem csökken le közbehelyezett anyagrétegek hatására. 5 cm vastag ólomrétegen való áthalolás a Föld gravitációs terének erősségét nem módosítja annak 1/50000000 részével sem! Az, hogy a gravitációs teret nem lehet »leárnyékolni«, szintén annak kitüntetett szerepét mutatja a fizikai erők között.

Az egész könyvön észrevehető a könyv szerkesztőjének, Selényi Pálnak a tanítvány szeretete által vezérelt gondos munkája. Az általa megírt eleven, gyakran költői hangú életrajz közvetlen közelségbe hozza Eötvöst. A sok idézet bevilágít Eötvös gondolatvilágába, így: »A tudomány, mint féltékeny kedves, csak annak homlokára nyomja csókját, aki minden percét neki szentelte.« Gyakran egyéni felfogásban ír Eötvösről, melynek helyességét ilyen reprezentatív kiadványban lehet vitatni (ilyen pl. a XXVI. oldal Hertz-idézete), de ezáltal éri el azt, hogy szavai élményszerű élelenség-gel ábrázolják a nagy kutatót és a nagy embert. Különös értéke az életleírásnak, hogy a kor társadalmi, politikai atmoszféráját az életrajzi adatokkal szerves egységben

mutatja be. Érdekesek például a kultuszminiszter Eötvös nemzeti politikájára vonatkozó adatok.

A mai olvasó számára sok segítséget nyújtanak a szerkesztő magyarázó és kiegészítő jegyzetei. (Esetleg a 185. oldal utolsó sorainak emelkedett hangja mondható kissé elütőnek a technikai kérdéseket ismertető Eötvös-szövegtől; a 372. oldal utolsó bekezdése pedig spekulatív jellegével kevésbé illik az Eötvös kísérleti eredményeit összefoglalóan ismertető kötetbe. A LIV. oldal lábjegyzete azt a benyomást keltheti, mintha a szerkesztő nem vett volna elég fáradságot a kiadvány bevezetőjének megírásához, aminek pedig az ellenkezője igaz.) Igen értékesek és a szerkesztő körültekintését dicsérik azok a magyarázatok, melyek Eötvös kutatásainak továbbfejlesztéséről számolnak be: Renner 1935-ben végzett méréseiben $1:2\,000\,000\,000$ pontossággal kimutatta a kétfajta tömeg azonosságát, ami egy nagyságrenddel túlmegy Eötvös eredményén. Vagy: Bornnak és Courantnak a statisztikus mechanika módszerei segítségével 1913-ban sikerült levezetni a kapillaritásra vonatkozó, 28 évvel ezelőtt felállított Etvös-törvényt.

A könyv a magyar fizikus-közönség részére is értéket jelent fizikai és nemzeti szempontból egyaránt. Megjelenéséért és mintaszerű kiállításáért elsősorban Selényi Pálnak kell köszönetet mondanunk.

M. Gy.

G. I. Szkanavi:

A dielektrikumok fizikája.

Budapest, Akadémiai Kiadó, 1953

Műszaki és tudományos irodalmunkban nagy hiányt pótol ez a dielektrikumok fizikájáról megjelent monográfia. A dielektrikumoknak igen széleskörű alkalmazási területe van ma, mind a gyengeáramú, mind az erősáramú elektrotechnikában. Különösen az előbbi területen ezeknek az alkalmazásoknak a jelentős része olyan, hogy ezeknél a dielektrikumoknak a klasszikus, egyszerű leírásával nem kapunk kellő képet a jelenségek lefolyásáról, s így ezeknek a felhasználhatóságát sem tudjuk kellőképpen kihasználni. A dielektrikumok modern elméletének az anyag molekuláris szerkezetével kapcsolatos megfontolásokból kell következtetést vonnia a dielektromos tulajdonságokra. Ezen a téren ad nagy segítséget Szkanavi könyve.

A könyv terjedelménél fogva — nem térhet ki a dielektrikumok tulajdonságának körébe eső valamennyi jelenségesoportha, főleg a dielektromos állandó, a dielektromos veszteség és a veszteségi áram tárgykörét dolgozza fel kis térerősségek esetére. Igen fontos rész, az átütési szilárdság és azzal kapcsolatban a nagy térerősségek esetére vonatkozó vizsgálat, nyilván — mint ahogy a könyv alcíme »gyenge terek tartománya« is utal erre — külön könyvben kerül majd kiadásra.

A könyv az első fejezetben külön tárgyalja az elektromos tér inhomogén térben fellépő jelenségeit. Ez igen fontos és a gyakorlati alkalmazásban lényeges rész, mert az eddigi idegennyelvű irodalomban sem fordítottak erre a részre kellő gondot, viszont keverékanyagú dielektrikumok vizsgálatánál az itteni eredmények nélkülözhetetlenek.

A második fejezet a dielektrikumok polárizációját tárgyalja, részletesen kitérve az elektroneltolódási, ioneltolódási, orientációs polárizációra, majd rendszerezve alkalmazza ezeket az elméleti megfontolásokat gázok, folyadékok és szilárd testek polárizációjára. Külön részletes taglalást találunk a könyvben a nagy dielektromos állandójú anyagok polárizációjára, a piezoelektromos hatásra.

A harmadik fejezet a dielektrikumok ionos vezetési mechanizmusát tárgyalja részletesen. Ebben a részben különös érdeklődésre tarthatnak számot az amorf dielektrikumok, üveg, keramikus anyagok stb.

A negyedik fejezet a dielektromos veszteség létrejöttét tárgyalja igen aprólékosan. Itt is először az általános elméletet tárgyalja a könyv igen világosan, majd

ennek eredményeit alkalmazza a folyadékban, majd a szilárd testekben fellépő veszteségek kiszámítására.

Külön értéke a könyvnek az igen bő és alapos irodalmi összeállítás.

Mint az irodalomban igen gyakran előforduló következtetlenséget kell megemlítenünk, hogy a komplex dielektromos állandó bevezetésénél a helyes definíciók az $e^{-i\omega t}$ feszültségfüggésénél $\varepsilon + i\varepsilon'$, míg $e^{i\omega t}$ feszültségfüggésénél $\varepsilon - i\varepsilon'$. Ezt az irodalomban igen gyakran felcserélve használják, aminek igen kellemetlen számítási hibák a következményei. A jelen könyvben is helyes lett volna, ha a 349 és 350. oldalon erre a következtetlenségre rámutatna és segíti az olvasót azzal, hogy leszögezi, hogy a könyv (helyesen) az $\varepsilon - i\varepsilon'$ definíciót használja.

Az igen szép kivitelű, szép tipográfiajú könyv igen hasznos lesz fizikusnak, híradástechnikusnak, vegyésznek egyaránt.

H. T.

Csillagászati Évkönyv az 1954. évre.

Művelt Nép Könyvkiadó. 277. old.

A Csillagvizsgáló Intézet munkatársai által szerkesztett és a Természettudományi Társulat (most Társadalom- és Természettudományi Ismeretterjesztő Társulat) kiadásában évek óta rendszeresen megjelenő Csillagászati Évkönyv az évkönyvek szűkebb értelemben vett feladatkörén túlmenő fontos szerepet tölt be: pótolja az önálló magyar nyelvű csillagászati folyóiratot. A fizikus képzettségű olvasó számára különös érdekességű az ezidei kötet, melynek cikkei igen érdekes csillagászati vonatkozású fizikai problémákról is beszámolnak.

A kötet első 78 oldalán az 1954. év mindazon csillagászati adatait megtaláljuk, melyek az amatőr csillagászokat érdekelhetik. (A június 30-i 82%-os Napfogyatkozás az iskolai képzés szempontjából is figyelmet érdemel, noha már a szünidőbe esik.) Ezután következik a Csillagvizsgáló Intézet igazgatójának beszámolója az Intézet 1952. évi működéséről. Megismerjük belőle, hogy ez a viszonylag kislétszámú intézet — elsősorban a változócsillagok vizsgálata terén — milyen nemzetközi viszonylatban is elismert eredményeket vallhat magáénak. Megismerjük a Csillagvizsgáló jövő fejlődésének lehetőségeit, melyek közül kiemelendők a Máttrában építendő, tisztább légköri viszonyokat biztosító csillagda építésének előkészületei. Az ismeretterjesztést szolgáló bemutató »Uránia« csillagdák működését ismerteti a következő közlemény. Ezek a Budapesten és nagyobb vidéki városokban működő intézmények nemcsak a felnőttek természettudományos világképének kialakítását segítik elő, hanem egyre fokozódó szerepet játszanak a diákok iskolán kívüli oktatásában is. Róka Gedeon hosszabb cikkében a csillagászat és dialektika kapcsolatával foglalkozik.

Az ezután következő tanulmányok a csillagászat legújabb eredményeiről számolnak be. Belőlük kibontakozik az a rohamos, szinte forradalomszerű fejlődés, melynek a legutóbbi években a csillagászat részese volt. Igen sok fontos eredmény éppen új fizikai vizsgálati módszerek alkalmazásának köszönhető.

Herczeg Tibor a csillagászat legújabb ágáról, a rádiócsillagászatról ír. Tudjuk, hogy a légkör csak bizonyos hullámhosszúságú sugarakat enged át. Két ilyen »ablak« van a légkörön: egyik a látható fény és a közvetlenül szomszédos hullámhosszak tartománya, a másik a centiméteres-méteres rádióhullámok területére esik. Az utóbbi tartomány megfigyelési lehetőségeit csak néhány éve, a radartechnika kifejlődése óta kezdik hasznosítani, máris igen érdekes eredménnyel. A rádiócsillagászat tette lehetővé a Tejútrendszer spirális karjainak feltérképezését, ez vezetett el a látható sugárzás tartományában nem észlelhető égitestek felfedezéséhez, valamint egyes gázködökben lefolyó fizikai folyamatok megismeréséhez. A megfigyelési módszereket ötletes-ségük a fizika legszebb, legügyesebb kísérleteivel emeli egy sorba.

Guman István a Palomárhegyen felállított ötméteres teleszkóp egyik legelső fontos eredményéről ír. A változó-csillagokon alapuló távolságmérésnek egy szisztematikus hibája derült ki az új megfigyelésekből. Ezért a Tejút-rendszeren kívül eddig mért távolságokat egy kettes faktorral kell korrigálni. A palomárhegyi teleszkóp által észlelt legtávolabbi égitestek ezek szerint 2 milliárd fényévre vannak tőlünk.

Dezső és Gerlei a bolygójárásnak a naptevékenységre gyakorolt feltételezett hatásáról írnak. Feltehető u. i., hogy a Jupiter árapály-keltő hatása elősegíti a napfoltképződést. A kezdeti stádiumban lévő vizsgálatokba magyar csillagászok is belekapcsolódtak.

Fizikus körökben is igen élénk visszhangot kiváltó probléma az égitestek mágneses terének kérdése. A legújabb megfigyelésekről és elméleti eredményekről számol be Csada Imre, aki maga is foglalkozik a jelenség vizsgálatával. A csillagok mágnességét azok fényének Zeemann-effektusa árulja el. A megfigyelések szerint valószínűleg kapcsolat van a csillagok mágneses momentuma és tengelyforgása között. Blackett ebben egy új természettörvényt látott (forgó tömegek mindig keltenek csekély mágneses teret). Az újabb vizsgálatok szerint a kapcsolat inkább közvetett jellegű. A forgó csillag anyagában kialakuló turbulens áramlások megfelelő körülmények közt a pozitív és negatív töltésű részecskék mozgásának szétválását és így mágneses tér fellépését eredményezhetik. Az egyes csillagoknál megfigyelt változó mágneses tér azonban további érdekes, mindmáig kielégítően meg nem oldott problémát jelent.

Izsák Imre a klasszikus fizika egyik legtöbbet vizsgált problémájáról, a nevezetes háromtestproblémáról ír. Az utóbbi évtizedekben végzett numerikus számítások sok elvileg is fontos eredményt hoztak e téren.

Zerinváry Szilárd összefoglalót közöl a szovjet csillagászok legutóbbi eredményeiről, elsősorban a Nap-rendszer vizsgálatával kapcsolatban. Ezután az Évkönyv közli a Nagy Szovjet Enciklopédiából a »Csillagászat« című fejezet egyes részeinek fordítását. Különösen figyelemreméltók a csillagászat történetével és a XX. század csillagászati irányzatainak kritikájával foglalkozó fejezetek.

Csada Imre egy újszerű csillagászati műszert ismerteti: az elektronikus távcsövet. Az optikai megfigyelés hátránya, hogy a kis intenzitás következtében szükséges hosszú expozíciós idő miatt a csillagfény rövid idő alatt végbemenő változásai nem észlelhetők. Ezen segít az új műszer: A csillag képét optikai úton fotokatódra vetíti. A kilépő elektronokat elektronoptikailag vezérli, eközben a képet fel is nagyítja, a fluoreszkáló ernyőre leképezett elektronok a csillag felnagyított és felerősített képét láthatóvá teszik. A berendezés alkalmas arra is, hogy a csillag infravörös sugárzását szemmel látható képpé alakítsa át.

Az évkönyvet a csillagászati időjelzőszolgálat ismerteti, könyvszemle és kronológiai táblázat teszi teljessé. (Ez utóbbiból azonban hiányoljuk a magyarokat, Gott-hard, Harkányi eredményeit.)

Az értékes tartalmú kötet méltán számíthat a fizikusok érdeklődésére nemcsak a cikkek tárgyánál, hanem azok értékes és a fizikai problémákat kidomborító feldolgozásánál fogva is. A kötet valóban alkalmas arra, hogy az évi csillagászati adatok közlésén kívül áttekintést adjon a modern csillagászat eredményeiről. A nagyobb cikkek szerzőinek, a Csillagvizsgáló munkatársainak érdeme, hogy mindenütt a széles rétegeket érdeklő kérdéseket választják ki, azokról olyan érdekesen megírt ismertetést adnak, melyek nem tételeznek fel speciális szakmai ismereteket, mégis kielégítik a fizikus-matematikus képzettségű olvasók igényeit is.

M. Gy.

A »MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT«

ELSŐ KÖTETE

Előző számainkban már jeleztük, hogy új fizikai tárgyú folyóirat jelenik meg, a »Magyar Fizikai Folyó-

irat«. Ez a szaklap most szép kiállításban, gazdag tartalommal a nyilvánosság elé lépett. A folyóiratban több olyan dolgozat is szerepel, mely eredetileg az Acta Physicában idegen nyelven már megjelent. Ezeket a dolgozatokat annak idején ismertettük a »Fizikai Szemle« olvasó táborával, ezért itt ezek ismertetésére nem térünk ki, csupán a teljesség kedvéért említjük meg őket. Ezekben a cikkeken kívül a »Magyar Fizikai Folyóirat« számos új, eddig még nem publikált eredménnyel foglalkozó dolgozatokat is tartalmaz. Magyar szerzők eredeti cikkein kívül az első kötet két külföldi cikknek magyar fordítását közli. Az egyiket Louis de Broglie, a másikat Niels Bohr írta.

A »Beköszöntő« Jánossy Lajos akadémikus, a lap szerkesztője írta, melyben az új folyóirat programját ismerteti.

A lap elsőként Novobátsky Károly »Az energia mechanikai mozgásegyenletei« című dolgozatát közli. Az energia és tömeg azonosságából kiindulva Novobátsky Károly ezt a kérdést veti fel: nem alapozható-e meg az energia dinamikája? Rövid, de szép levezetés után sikerül megkapni a térenergia mozgásegyenletét. Az energiasűrűségnek és gyorsulásának szorzata egy tenzor divergenciájával egyenlő, pontosan úgy, mint az anyagi kontinuumok mozgásánál. A jobboldali tenzor az energia feszültségtenzora, mely az erőter energia-impulzustenzorából képezhető. A tenzor divergenciája az energiára ható erőként fogható fel. Alkalmazásként a fényelhajlás jelenségét vizsgálja. Az energia mozgásegyenletével az elhajlás szükségszerűségét dinamikailag értelmezni lehet.

A következő, »Magnyomatékok mérése mágneses rezonancia-abszorpcióval« című dolgozatot Faragó Péter, Gécs Mária és Mertz János írták.

Adott H intenzitású állandó mágneses térben μ mágneses momentumu és I spinű atommag $(2I+1)$ -féleképpen állhat be. Ezeknek megfelelő energiaállapotok közötti átmenetek fotonok emissiójával, illetve abszorpciójával történhetnek. A fotonok frekvenciája éppen a H mágneses térbe helyezett atommag Larmor-frekvenciája. Közepes intenzitású mágneses tér esetén ez a frekvencia rádiófrekvenciák tartományába esik. Ennek alapján rádiótechnikai eszközökkel atommagok mágneses momentumát mérni lehet. Egyszerűen azt a frekvenciát kell megkeresni, amelynél az abszorpció bekövetkezik. A szerzők nem egyes atomokon, hanem makroszkópikus anyagmintán végzik méréseiket, kb. 2000 gauss térerősségű elektromágnes szolgáltatja a kívánt mágneses teret, anyagul vizet használnak, melynek alapján a protonok magnyomatékát határozzák meg. Dolgozatukban az elméleti rész után részletesen ismertetik a kísérleti eljárást.

Horváth János »Megjegyzések a polarizációs energia numerikus kiszámításához« című dolgozata első részében röviden összefoglalja a HCl-molekula Gombás Pál és Neugebauer Tibor által kifejtett kvantumelméleti tárgyalását. A továbbiakban az említett két szerző cikkében fellépő integrálok existencia bizonyítását adja, majd a polarizációs energia kiszámítására egy exaktul levezetett formulát közöl, aminek segítségével a sósav kötési energiáját az eddigieknél pontosabban számítja ki. A cikk végén a HCl molekula kötési energiájára vonatkozó összes eddigi számítás eredményét táblázatba foglalja.

Jordán Károly a Van der Waals-féle állapotegyenlettel kapcsolatos számításairól számol be dolgozatában. Kimutatja, hogy az eddig alkalmazott módszer az egyenletben szereplő a és b paraméterek meghatározására helytelen és rossz eredményre vezet, aminek következtében az eddig alkalmazott redukált állapotegyenlet szintén hibás. Az a és b paraméterek meghatározására ad egy módszert és bebizonyítja Van der Waals egy igen fontos tételét, továbbá bevezeti az észleléseknek jól megfelelő szigorú redukált-állapotegyenletét. Végül kimutatja, hogy Van der Waals formulájával nem lehet a kritikus adatokat meghatározni, további paraméterek bevezetése nélkül.

Ujhelyi Sándor »Eljárás naftalin egykristályok előállítására« című dolgozatában a naftalin egykris-

tályainak előállításához készített készülékét ismerteti, amely az eddigi eljárásoknál fellépő hátrányokat kiküszöböli, illetve csökkenti. Berendezésével a kristályosodás menete állandóan ellenőrizhető. A továbbiakban az egykristály előállításának módját, majd néhány ennek során megfigyelt jelenséget ír le a szerző.

Tarján Imre »Szincentrumok alkalihalogenid kristályokban« címmel közöl egy dolgozatot. Minthogy az alkalihalogenid kristályok kristályszerkezete egyszerű, ezek vizsgálata nagyjelentőségű a szilárd testek tulajdonságainak megismerésében. Az alkalihalogenid kristályok röntgensugárzás hatására színeződnek. A színeződés következtében fellépő abszorpciós sávot nevezik F-sávnak. Az F-sáv nemcsak röntgensugárzás hatására jön létre, hanem más eljárással is. A sáv létrejöttét úgy képzeljük el, hogy a színezési eljárások alatt a kristály bizonyos helyein a normális kristályállapothoz képest zavarok lépnek fel, melyek másképpen abszorbeálóknak, mint a normális kristályrács. E zavarhelyeket nevezik F centrumoknak. A szerző ezek néhány tulajdonságával foglalkozik cikkében.

Az atommagfizika jelenlegi állapota szerint bizonyított tény, hogy az atommagnak is van az atoméhoz hasonló héjszerkezete és hogy az atommagban is vannak zártnak nevezhető héjak. *Szamosi Géza* »Az atommag héjszerkezete« című dolgozatában a magok héjszerkezetével foglalkozik. A cikk első részében a héjszerkezetre vonatkozó tapasztalati tényeket ismerteti részletesen. A továbbiakban, elméleti vizsgálatok ismertetése után, idevonatkozó kutatásairól számol be, melyek eredetileg részben a Naturwissenschaften című folyóiratban jelentek meg, részben pedig az Acta Physica-ban fognak megjelenni.

Náray Zsolt dolgozata a HF-molekula hullámmechanikai elméletével foglalkozik. A HF-molekula néhány jellemző állapotját számítja ki az ionmodell alapján a kvantummechanikai perturbáció-számítás segítségével. Elméleti vizsgálatai a tapasztalattal jól egyező eredményeket adnak.

Mint már előbb jeleztük, a folyóirat közli *Louis de Broglie*: »Megmarad-e a kvantumfizika indeterminista jellege?« című cikkének fordítását, amely külföldi folyóiratban jelent meg 1953-ban. A cikk első részében a szerző áttekinti a kvantumelmélet kifejlődésének előzményeit, majd részletesen ismerteti hogyan alakult ki a mikrorészecskék fizikájának mai értelmezése. Elmondja, hogy a kvantumelmélet kialakulása során hogyan próbálta az állapotfüggvény fizikai értelmezését megadni és hogy végülis eredeti gondolatait elvetve az állapotfüggvény Bohr-Heisenberg-féle statisztikus értelmezését fogadta el. A legújabb időkben újra felmerültek benne az eredeti gondolatok egy kicsit módosított formában. Úgy gondolja, hogy a kvantumelmélet »nem teljese« értelmezése mögött, úgy mint a klasszikus fizika régi statisztikus elméletei mögött egy tökéletesen determinált valóság rejtőzik, mely térben és időben olyan változókkal írható le, melyek előttünk rejtve maradnak, azaz kísérleteinkkel nem tudjuk őket meghatározni.

»A klasszikus irodalomból« rovatban *N. Bohr* 1913-ban a Philosophical Magazine-ban megjelent »Anyagon áthaladó elektromosan töltött részecskék sebességszökkenésének elmélete« című dolgozatának fordítása szerepel. Bohr elmélete az α -részecskék szóródására és energiavesztésére vonatkozik. Az idevonatkozó korábbi vizsgálatoktól annyiban tér el, hogy feltételezi, hogy az elektronok az atomban harmonikusan vannak kötve. A cikk gondolatmenete teljesen klasszikus.

A »Magyar Fizikai Folyóirat« az ismertetett dolgozatokon kívül az Acta Physica-ban korábban megjelent, következő cikkeket közli:

Valkó Iván P. és *Gergely György*: Új módszer relaxációs jelenségek vizsgálatára.

Jánossy Lajos: Hullámcsomag áthaladása potenciálfalon.

Jánossy Lajos: Tanulmányok a kaszkád-elmületről.

Gáspár Rezső és *Kónya Albert*: A HJ-molekula kötődésének elméletéről.

Selényi Pál: Szelén fényelemek érzékenyítése az infravörösre, higanygőzzel.

Marx György: Az elektromágneses tér mozgó anizotróp közegekben. N. K.

AZ ORSZÁGOS MŰSZAKI KÖNYVTÁR FIÓKKÖNYVTÁRA

a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége székházában. (Budapest, VI., Rudas László utca 45. I. em.) létesült.

Magyarországon egyre több műszaki szakkönyv jelenik meg. Külföldről is állandóan érkeznek hozzánk műszaki könyvek és folyóiratok.

Hogy a műszaki irodalmat mérnökeink és technikusaink minél jobban megismerhessék, hogy tudjanak az új könyvekről és folyóiratokról, az Országos Műszaki Könyvtár fiókkönyvtárát létesített a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetségének, Bp. VI., Rudas László utca 45. szám alatti székházának első emeleti klubszobájában, ahol nyílt polcokon, szakszerű csoportosításban sorakoznak az új műszaki könyvek és folyóiratok. Így az olvasóknak alkalmuk nyílik arra, hogy szabadon böngészhessenek a szakirodalomban.

A fiókkönyvtárt arra is felhasználja az Országos Műszaki Könyvtár, hogy egy-egy szűkebb szakma, vagy szakterület irodalmából könyvkiállításokat rendezzen. Az első ilyen kiállítás tárgya: »Az ipar szolgálata a mezőgazdaságnak«. A további kiállítások témái: a könnyűipar és élelmiszeripar automatizálása és műszeresze; szállítógépek, rakodógépek; életvédelem és munkavédelem; tervezés, szervezés; TMK; stb.

Műszaki értelmiségünk így állandóan tájékozódhatik a Magyarországon, valamint a Szovjetunióban, a népi demokráciákban és más országokból érkező műszaki könyvekről.

Műszaki könyveken kívül a könyvtárban rendelkezésre állnak a nálunk megjelenő és hazánkba beérkező műszaki és természettudományos folyóiratok is, egészen 1953. januárjáig visszamenőleg. A legfontosabb folyóiratok tartalomjegyzéke magyar nyelven olvasható könyvtárunkban.

Megtalálhatja az olvasó az Országos Műszaki Könyvtár fiókkönyvtárában a lapszemléket, a folyószolgálat kartonjait (ezek külföldi lapok szakrendbe rakott rövid tartalmi kivonatai), ezenkívül az Országos Műszaki Könyvtárban készülő bibliográfiákat, s a legújabbban beszerezett műszaki irodalom jegyzékét.

A fiókkönyvtár anyagát háromhavonként frissíti fel az Országos Műszaki Könyvtár.

A fiókkönyvtár szombat kivételével naponta déli 12 órától este 20 óráig áll az olvasók rendelkezésére.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A klasszikus elektrodinamika legújabb eredményei. Mint ismeretes, az elektromágneses tér és a benne mozgó töltések viselkedését leíró Maxwell—Lorentz-elméletet döntő jelentőségű sikerei és hatalmas eredményei ellenére több oldalról elvi bírálat érte. Az elmélet egyik nehézsége az, hogy az elektron sajátenergiája végtelennek adódik, ha csak a részecskének valamilyen struktúrát nem tulajdonítunk. Erre nézve azonban az elmélet semmi felvilágosítást nem ad. Kíváncsú lenne továbbá, hogy a téregyenletekből a töltések mozgásegyenlete (a Lorentz-erő képlete) levezethető legyen, ahogyan az a gravitációs tér esetében fennáll. A Maxwell-egyenletek azonban lineárisak, ezért itt erre nem nyílik lehetőség. A klasszikus elektrodinamika alapegyenleteinek fentieket figyelembevevő módosításával az utóbbi esztendőekben többen foglalkoztak. A magyar fizikusok előtt emlékeztető Leopold Infeld professzornak debreceni Vándorgyűlésen tartott előadása. Az elmúlt év márciusában a berlini fizikus kongresszuson Infeld professzor részletesen kifejtette nézeteit. Először röviden ismertette azt a nem-lineáris elektrodinamikát, melyet 20 évvel ezelőtt Bornnal együtt dolgozott ki. Ebben az elektron sajátenergiája végesnek adódik, az elektron határozott struktúrával bír. A téregyenletek nemlineáris volta azonban nagy matematikai nehézségeket támasztott, ezenkívül nem volt megközelíthető a Lagrange-függvény önkényes választása sem. Ezután Infeld ismertette Dirac új klasszikus elektrodinamikáját, melyben a négy potenciál mellett egy ötödik térfüggvény is fellép. Ez az elmélet nem ad ugyan meghatározott elektronstruktúrát, viszont a töltések mozgásegyenletét szolgáltatja. Gábor Dénes megjegyzése alapján Infeld kimutatta, hogy ezek bizonyos esetekben eltérnek az ismert Lorentz-féle mozgásegyenletektől és az elektron belső mozgására vezetnek. Az előadás utolsó részében Infeld kifejti saját álláspontját. Ó teljeseen térelméleti alapokra helyezkedik. Az elektromos áramot nem adótnak, hanem a térerősségből képezendő mennyiségnek tekinti. A Lagrange-függvény a térerősségekből és a belőlük alkotott áramból képezhető. Speciális választás esetén ebből megkaphatjuk akár a régebbi nemlineáris elektrodinamikát, akár az említett Dirac-féle elméletet. A következő feladat az lenne, hogy a nagyon is általános alakú elméletet megfelelő kritériumok alkalmazásával egy bizonyos alakra szűkítsük le és ennek következményeit analizáljuk. Az ilyen irányú vizsgálatok folyamatban vannak. (Fortschritte der Physik 1. 2. szám.) R. P.

Az atommag kiterjedése. R. Hofstadter 150 MeV-o elektronokkal bombázta az atommagokat. Ez az energia már elég arra, hogy az elektronok a Coulomb-taszítást legyőzve az atommag felületét elérjék. Az észlelt elhajlási kép elemzése arra az eredményre enged következtetni, hogy az atommag töltésseloszlása nem egyenletes, hanem erős maximumot mutat az atommag közepén és fokozatosan csökken a szélek felé. Kérdéses azonban, hogy ilyen feltételek mellett az egyszerű difrakció elmélet alkalmazható-e. A fenti következtetések ezért még fenn tartással kezelendők. Minden esetre figyelmet érdemel az a körülmény, hogy a 10^{-12} cm-nél kisebb atommag töltés- és anyageloszlásának tanulmányozása meglehetősen direkt mérések formájában ma már reményteljesnek látszik. (Nature, 172, 486. 1953.)

M. Gy.

Időmérés rádióaktív szén segítségével. A C^{14} izotóp 5600 éves felezési idővel lágy β -sugarakat (maximális energia 150 KeV) sugároz ki. A kozmikus sugárzás részecskéi a levegő N^{14} atomjaiból állandóan képeznek C^{14} -et. Az élő szervezetek széndioxid-felvétel során C^{14} izotópot is abszorbeálnak, ezt is beépítik szervezetükbe. A szervezet elhalásával a C^{14} felvétel megszűnik, a radioaktív szénizotóp lassan elbomlik. Az elhalt szervezetek (fa, szén) C^{14} -koncentrációját megmérve 100—200

év pontossággal meg lehet határozni az anyagminta korát. Természetesen az ilyen méréseknél nagyon kis aktivitásokat kell pontosan mérni. Libby, akitől az időmérés gondolata ered, számlálócső falára vitte fel a mérendő mintából kivont szenet. Holland és lengyel kutatók viszont a minta elégetésekor keletkező széndioxiddal töltötték meg számlálócsövet és a C^{14} -koncentrációt az észlelt radioaktív bomlások számlálásával így határozták meg. Azt mondhatjuk, hogy ez utóbbi módszer egyszerűbb, ezenkívül lehetőség van a mérési pontosság fokozására (Physica 19. 987. 1953).

K. L.

Mezonok által létesített meghasadás. Jolm és Fry π - és μ -mezonok által létesített uránhasadást figyeltek meg fotoemulzióban. A mezonokat mesterségesen állították elő. A fotoemulziókat uránnal preparálták. 3762 beeső negatív π -mezon 16 hasadást, 3573 μ -mezon pedig 7 meghasadást okozott. A folyamat úgy zajlik le, hogy az uránmag először befogja a mezon, a keletkezett közbesző mag a gerjesztési energiától hasadás révén szabadul meg. (Phys. Rev. 91. 1234. 1953.)

R. P.

γ -sugár-dozimetria szerves szcintillátorokkal. Dózis-mérésre eddig legalkalmasabbnak bizonyultak a levegő-ekvivalens anyagból készült kisméretű ionizációs kamrák. A kamra gázában létrejövő, szekunder elektronok által keltett ionizációs áramot kell ennél az eszköznél mérni. A szilárd szcintilláló anyagban kb. 3 nagyságrenddel nagyobb a szekunder elektronok ionizációs vesztesége. Az ionizációs energiavesztésnek általában tizedrészét sugározzák ki a szcintilláló anyagok fény formájában. Ebből következik, hogy szcintilláló kristállyal érzékenyebb dózismérőt lehet készíteni. Carr és Hine megvizsgálták, hogy az antracénkristály milyen energiatarományban és milyen vastagságban levegőekvivalens. Azt találták, hogy 0,2—3 MeV között használható az antracénkristály, ha 6 mm-nél vékonyabb. A NaJ kristály 0,6 és 2 MeV között szintén alkalmas dózis mérésre. (Nucleonics, 11. 53. 1953.)

K. L.

A neutrínó kísérleti kimutatása. Az elemi részek fizikájának régóta megoldásra váró problémája a β -bomlásnál oly nagy szerepet játszó könnyű részecskének, a neutrínónak kísérleti kimutatása (lásd pl. a Fizikai Szemle 1953. 2. száma). Úgy látszik, hogy a legutóbbi időben sikerült egy elég megbízható ezirányú kísérletet elvégezni. A kísérlet alapjául a

$$\nu + P \rightarrow e^+ + N$$

folyamat szolgál, ami (a töltés előjelétől eltekintve) inverz K -befogásnak tekinthető. A β -bomlás elmélete szerint ennek a folyamatnak a hatáskeresztmetszete 10^{-44} cm² nagyságrendű. A szerzők berendezésében neutrínóforrásként az egyik hanfordi atommáglya szolgált. Protonus anyagként paraffint használtak. Késleltetett koincideneciát észleltek. A késleltetés ideje $3,5 \cdot 10^{-6}$ sec volt. Az első impulzust a keletkezett pozitron szolgáltatta, a másodikat pedig a kadmiumot tartalmazó szcintilláló folyadékban a neutronokból keletkező protonok váltották ki. Az adott kísérleti viszonyok mellett a fenti folyamatból származó késleltetett koincidenenciák elméletileg várható száma kb. 0,2 jel pro perc. Az észlelt érték: $0,41 \pm 0,20$ jel pro perc volt. Az időanalizátorban fellépő kicsiny hiba tekintetbevétele azonban ezt a számértéket valamelyest csökkenti és így az elméleti értékkel való megegyezés jónak mondható. A mérés nagy középhibáját a kozmikus sugárzásból eredő véletlen koincidenenciák magas háttere okozta. (Phys. Rev. 92. 830. 1953.)

R. P.

Elektronhullámok nagytávolságú interferenciája. Optikai interferencia-kísérletekben, mint ismeretes, a két interferáló koherens résznyaláb távolsága az összetalálkozás előtt több métert is kitéhet. Ez a tény alapvető jelentőségű a fény természetének vizsgálatában. Lehet-e hasonló kijelentést tenni elektronhullámok interferenciája esetében is? Erre, az eddig kísérleti nehézségek miatt kielégítően meg nem válaszolt, de a kvantummechanikában pl. az állapotfüggvény fizikai értelmezése szempontjából fontos kérdésre adnak igenlő választ Otto Rang mérései. Rang elektronmikroszkópban párhuzamos elektronnyalábot bocsátott egy finom glimmerlemezre, amely belsejében lapos, lencsealakú üregeket tartalmazott. Az üreg fedő-, illetve alaplapjának azon pontjai, melyekben a megfelelő Bragg-féle feltétel teljesül, reflektálják az elektronsugarat. A primér elektronnyaláb irányának helyes megválasztásával elérhető, hogy az üreg fedő-, ill. alaplapjáról kiinduló reflexsugarak találkozzanak. Ebben az esetben közöttük interferencia jön létre, amit kétséget kizáróan ki lehet mutatni. Az üregek szélessége általában kb. 1,5 mikron, magassága 450 Angström. Ennek megfelelően a koherens reflexsugarak eredő pontjai egymástól több ezer hullámhossz távolságra voltak. Hasonló »nagytávolságú interferencia« lépett fel az alap- és fedőlapon rugalmatlanul szóródó elektronok esetén is. (Zeitschr. f. Phys. 136. 1953.)

K. F.

μ -mezon, az atommagfizika próbarészecskéje. A μ -mezon a fizikában bizonyos értelemben a mostohagyermek szerepét töltötte be. Yukawa 1935-ben felállított magerő-elmélete szerint a magerőtér kvantumainak közepnehéz részecskékknek kell lenniök. A két évvel később felfedezett μ -mezont ezen részecskékkkel azonosították, a részletesebb vizsgálatok azonban megcáfolták az elhamarkodott azonosítást: A magerők terének kvantumairól fel kell tételezni, hogy az atommag részecskéivel igen erős kölcsönhatásban állanak. A μ -mezon pedig az összes elemi részecskék közül éppen az anyagon való nagy áthatolóképeségével tűnik ki. Kiderült, hogy azok a kozmikus sugárzásbeli részecskék, melyek több száz méter mélyen tavak és bányák fenekén észlelhetők, éppen μ -mezonok. Az atommagok és μ -mezonok kölcsönhatásának vizsgálata kimutatta, hogy az atommagokon a μ -mezon könnyen át tud haladni számottevő abszorpció nélkül. Az atommagok 100 000 tonna/mm³ sűrűségű anyaga a μ -mezon részére átlátszóbb, mint az üveg a fénysugár részére. A μ -mezonok nagy áthatolóképesége a magerők Yukawa-féle elméletében egy évtizeden keresztül igen súlyos nehézségeket okozott. A megoldást csak a π -mezonnak, az igazi Yukawa-féle nehéz kvantumnak a felfedezése hozta meg. Ez a történeti előzmény, a Yukawa-féle részecskével való félrevezető azonosítás magyarázza azt, hogy a μ -mezont az elméleti fizikusok a »legfelelősebb« részecskének tekintették. Az elmúlt évben azután gyökeresen megváltozott a μ -mezon sorsa. Kiderült, hogy neki is van egy igen hasznos sajátossága: ez éppen a maganyagon való rendkívüli áthatolóképeség.

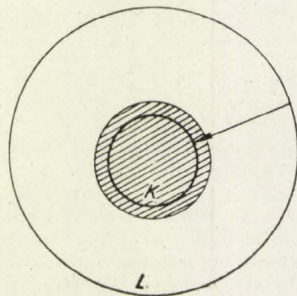
A kozmikus sugárzás által kiváltott folyamatokból keletkező μ -mezon abszorpciója a következőképpen megy végbe: A nagy sebességű, negatív töltésű mezon Coulomb-terével ionizálja azokat az atomokat, melyek mellett elhalad, e közben lefékeződik. A lelassult részecskét egy atom valamelyik külső elektrópályára befogja, olyan atom keletkezik, melynek magja körül az elektronokon kívül egy μ -mezon is kering. A mezon rövid időn belül (10^{-14} sec) a legbelső pályára, az ú. n. K -héjba ugrik át. Az egyes kvantumugrások során Röntgen-sugárzást bocsát ki. A sugárzást 1949-ben Chang észlelte is. A legbelső K -pályán a mezon hosszabb ideig kb. 10^{-8} sec-ig tartózkodik, ami hozzávetőleg 10^{-14} körülfutásnak felel meg. (Itt szemléletesség kedvéért a Bohr-elmélet szerint tárgyaljuk a jelenségeket. A kevésbé szemléletes kvantummechanika hasonló eredményekre vezet.) Ezután a viszonylag hosszú K -héjban való tartózkodás után a mezon a mag egyik protonján abszorbeálódik, ami a mag részecskéivel fennálló igen

gyöngye specifikus kölcsönhatásnak az eredménye. A μ -mezont abszorbeáló proton annak negatív töltését felvéve neutronná alakul át, energiafeleslegét neutrínó formájában sugározza ki: $\mu^- + P^+ \rightarrow N + \nu$. (A folyómat az elektron K -befogásának analogonja.)

A Bohr-elmélet alapján könnyen kiszámítható a μ -mezon K -pályájának sugara. Mivel a mezon az elektronnál 210-szer nagyobb tömegű, a pályasugár az elektrónénak 1/210 része, azaz

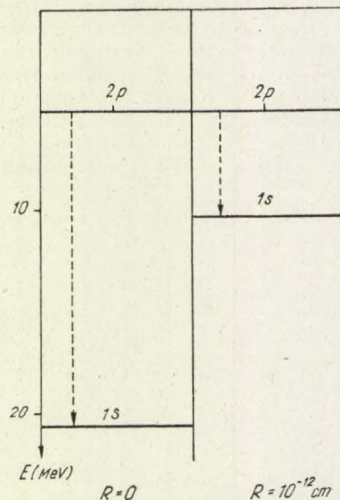
$$r = \frac{0,53 \cdot 10^{-8} \text{ cm}}{210 \cdot Z} = \frac{2,5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}}{Z}$$

(Z az atommag rendszáma). Ólomnál ($Z = 82$) a keringő mezon pályasugara tehát mindössze $3 \cdot 10^{-13}$ cm, ami pedig kisebb, mint az atommag geometriai sugara, az ugyanis legjobb tudásunk szerint $5 \cdot 10^{-13}$ cm fölött van! Azt kell tehát mondanunk, hogy az atomburokba befogott μ -mezon legbelső Bohr-pályája nehéz magoknál már az atommag belsejében van, a mezon abszorpciójáig a nagysűrűségű maganyagban végzi keringését. Ennek a körülménynek igen nagy hatása van a μ -mezon legbelső pályára való ugrásakor kibocsátott Röntgen-sugárzás frekvenciájára vonatkozólag. Míg a távolabbi pályákon, például az L -héjban ($2p$ kvantum-állapot) a mezonra ható Coulomb-erő a mag teljes Ze töltésétől származik, addig a legbelső K -héjban ($1s$



1. ábra. A μ -mezon két legbelső Bohr-pálya a Pb-atomban. (A K -pálya a mag belsejében van)

kvantumállapot) a mag elektromos töltésének csak az a része hat, amelyik a mezonpályán belül esik. (Ólomnál csak a töltés 2/3 része.) Ennek eredményeként a K -héj energianívója eltér a pontos mag-töltéssel számított értékhez képest. Az eltérés a $2p \rightarrow 1s$ átmenetkor emittált Röntgen-kvantum energiájának megméréseivel észlelhető, ebből pedig a mag kiterjedésére lehet közvetlenül következtetni, arra, hogy milyen mértékben



2. ábra. μ -mezon energianívói Pb-atomban. (Pontszerű atommag és kiterjedt atommag esetén)

merül a mezon K -pályája a mag belsejébe. Egészen nehéz magoknál, így ólomnál a K -energianívó eltolódása a mag véges kiterjedése következtében 50%-ot is elérhet. Könnyű magoknál a várható energiaeltolódás sokkal csekélyebb.

Wheeler vetette fel annak lehetőségét, hogy a $2p \rightarrow 1s$ mezonikus kvantumugrás során emittált Röntgen-fotonok energiáját megmérve az atommag kiterjedését kísérletileg elég direkt módon, nagy pontossággal meghatározhatjuk. (Természetesen egy adat méréséről van szó, így csak az atommag elektromágneses effektív sugárát lehet megmérni: állandó sűrűségű töltött gömbnek képzeljük a magot és így számítjuk a mért energiából annak sugarát. A töltéssűrűség magon belüli változására vonatkozólag a módszer nem tud felvilágosítást adni.) A javasolt kísérletet megfelelő technikai tökéletességgű berendezéssel Fitch és Rainwater végezték el 1953 nyarán. Méréseik során a mezonikus atomok által kibocsátott Röntgen-sugárzást 1% pontossággal tudták mérni, ami a magsugár 1% pontosságú meghatározását tette lehetővé. Eredményeik az elméleti várakozást igazolták, az általuk talált értékekből a következőket közöljük:

Atom	Röntgen-energia		Magsugár R	$R/A^{1/3}$
	Számított ($R = 0$)	Észlelt		
Ti 22	1,04 MeV	0,94 MeV	$4,2 \cdot 10^{-13} \text{cm}$	$1,17 \cdot 10^{-13} \text{cm}$
Cu 29	1,82	1,55	4,8	1,21
Sb 51	5,83	3,5	6,1	1,22
Pb 82	16,14	5,0	6,9	1,17

Látható, hogy a pontszerű magot feltételező számítás eredményeitől a mért energiaértékek erősen eltérnek, az eltérés mértékétől számított atommag-sugarak viszont elég jól a más módszerekkel kapott magsugárértékek közelébe esnek, azoknál mintegy 15%-kal kisebbek. A mérések figyelemre méltó módon tükrözik azt a régebben felismert tényt is, hogy a magsugár az atomsúly $1/3$ hatványával arányos. Ez azt jelenti, hogy az atommagok átlagos sűrűsége jó közelítésben a rendszámától független állandónak tekinthető.

A módszer teljesítőképessége ezzel a méréssel nincs kimerítve. Az, hogy a lezárt proton-héjat tartalmazó Pb-mag ($Z = 82$) sugara kisebb, mint a nála kisebb Bi-magé ($Z = 81$), a magok héjszerkezetéről ad felvilágosítást. A Pb-magnál valószínűleg megfigyelt dublett-felhasadás a μ -mezon spinjére és mágneses momentumára enged következtetni. E problémákra a feleletet további mérések fogják megadni.

A fenti vizsgálatoknak, melyek az elmúlt évek legszebb kísérletei közé sorolandók, a μ -mezon a hőse: Ez az egyetlen részecske, mely ilyen hosszú ideig tud zavartalan kvantum pályákon keringeni az atommag Coulomb-vonzása alatt az elképzelhetetlen sűrűségű mag belsejében. Egyszerű számítás mutatja, hogy a mezon abszorbeálódásig átlagban 5 méter utat fut be a mag belsejében, azaz százmilliárd tonna/cm² anyagrétegben halad át. Ez a rendkívüli áthatolóképessége a

μ -mezont a fizikus kezében a mag térbeli kiterjedésének kikémlésére elsőrendűen alkalmas mérő-próbarészcskévé teszi. (Phys. Rev. 92, 1953.)

M. Gy,

Az emberi szem foton-érzékenysége. Az emberi szem mindazokat a fényfelvillanásokat észleli, melyekben kb. 100 foton érkezik a pupillára. A belső fotonok nagyrésze a szemén áthaladva elvész és csak egy kis hányad kelt a csapokon és pálcikákon fényingert. Jelentse n azt a fotonszámot, mely szükséges ahhoz, hogy valóban észrevehető fény-ingert kapjunk. Ha n átlagos fotonszám esik is az egyes felvillanásokban a fényérzékeny területekre, ezt nem mindig észleljük, mert a fotonok rendszertelenül érkeznek. Van, amikor a megvilágítási idő alatt $n=1$, $n=2$, ... foton jut csak el a szemhez, ekkor a keltett hatás az ingerküszöb alatt marad. Vavilov klasszikus kísérletében abból határozta meg az n minimálisan észlelhető fotonszámot, hogy megmérte, 0,1 sec megvilágítási idő alatt beérkező fotonok száma milyen szórást mutat. (Feljegyezte átlagos N fotonszám mellett az észlelt és nem észlelt felvillanások számát. A nem észlelt felvillanásokban a tényleges fotonszám n alatt volt.) A megfigyelések eredménye jól magyarázható azzal, hogy a fotonok Poisson-eloszlást követnek és a felvillanás akkor észlelhető, ha a beérkezett fotonszám $n = 5$ felett van. Eszerint az emberi szem $5h\nu$ fényenergia kimutatására (alkalmas külső körülmények között) már képes. Az n minimális észlelhető fotonszám ismeretében valószínűség-számítási módszerekkel kiszámítható, hogy a megvilágítás időtartamát és a fényforrás látószögét változtatva miként változik az észlelhető minimális intenzitás. A megfigyelés a képlettel összehasonlítva minimálisan észlelhető fotonszámok $n = 2$ adódik. A két mérés között fennálló ellentmondást ($n = 5$, vagy $n = 2$) Gobrechtnek és Oertellnek sikerült megoldani. Az összes megfigyelések egységes magyarázatához vezető következtetés a következő: Alkalmas körülmények között az emberi szem már két fotont is észlelni tud. Ennek feltétele az, hogy a két foton $1/40$ másodpercen belül érkezzen egy közös idegre »kapcsolt» mintegy 100 »pálcikából» álló egységre. A jelenség fiziológiai lefolyása a következő: Egy foton abszorbeálása az idegben egy »potenciállökést» idéz elő, amely exponenciálisan elhal, kb. $1/20$ sec átlagos élettartammal. Ez a potenciállökés az ingerküszöb alatt van. Ha azonban ugyanezen az idegszálon egy másik fotontól származó »potenciállökés» is végigfut, mielőtt az első teljesen elhalt, akkor a kettő eredője már az ingerküszöb fölé kerül, a szem »észreveszi» a fényfelvillanást. Ha kiszámítjuk, hány fotonnak kell 0,1 sec alatt a szem fényérzékeny részére esni, hogy $1/40$ sec-on belül két potenciállökés jusson egy idegszálra, megkapjuk a Vavilov által észlelt értéket. Az, hogy a szem $2h\nu$ fényenergiát is észlelni képes, a szemet az egyik legérzékenyebb mérőműszerre avatja kis intenzitásoknál a látható tartományban. Vele csak a fotoelektron-sokszorozó veheti fel a versenyt, a fényképezés és a fotocella a szem érzékenysége mögött marad. (Zeitschrift für Physik, 135. 541, 1953.)

M. Gy.

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

Pál Lénárd: Ferromágneses kutatások a Szovjetunióban

Albert Einstein 75 éves

Faragó Péter: A speciális relativitáselmélet kísérleti bizonyítékai

Marx György: Az általános relativitáselmélet a megfigyelések tükrében

Eötvös Loránd: A Föld vonzása különböző anyagokra

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Vermes Miklós: A forráspont csökkenése magasabb helyeken
Áramlásos hőterjedés bemutatása
Módszer fémek lineáris hőterjedésének meg-
vizsgálására
Készülék a gáztörvény bemutatására

EGYESÜLETI ÉLET

KÖNYVSZEMLE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

**Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423**

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

Л. Пал: Исследования по ферромагнетизму в Советском Союзе

75-летие со дня рождения А. Эйнштейна

П. Фараго: Экспериментальные доказательства специальной теории относительности

Д. Маркс: Общая теория относительности с точки зрения опытов

Л. Этвеш: Притяжение различных материалов землей

Из лаборатории учителя средней школы

М. Вермеш: Понижение точки кипения на высоком месте
Демонстрирование конвекционной теплопередачи
Метод исследования линейного термического расширения металлов
Прибор для демонстрирования газовых законов

Из жизни общества физиков

Физическое отделение выставки Немецкой Демократической Республики по учебным демонстрационным приборам

Обзор книг

A kiadásért felelős: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1954 IV. 23. Példányszám: 2000. Terjedelem: 4 (A/5) ív 26 ábrával

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 31202 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IV. évfolyam

3. szám

1954. június

Ferromágneses kutatások a Szovjetunióban

Bevezetés

A ferromágneses anyagok fizikája egyik legfontosabb ága a modern fizikának. A ferromágneses anyagok gyakorlati felhasználása ma már olyan széleskörű, hogy azt hiszem nem szükséges bizonyítani a fizika ferromágnességgel foglalkozó ágának technikai fontosságát.

A modern atomfizika egyik leglényegesebb eredménye annak a megállapítása, hogy a mágnesesség elemi hordozói vagy maguk az elemi részecskék, amelyek saját mágneses momentummal rendelkeznek, vagy pedig töltött elemi részecskék mozgása okozta elemi áramok mágneses tere. Amint a későbbiekben részletesebben megmutatjuk, a ferromágneses anyagok eredő mágneses momentuma nem elemi áramok mágneses momentumából tevődik össze, hanem döntő mértékben abból származik, hogy az elektronok saját mágneses momentumait bizonyos erők párhuzamosítják. A ferromágneses anyagokat mindenekelőtt az különbözteti meg egyéb anyagoktól, hogy már igen kis külső mágneses térerősség hatására bizonyos hőmérsékletig rendkívüli nagy mágneses momentumra tesznek szert. Ez azt jelenti, hogy a térfogategység mágneses momentumának és az effektív mágnesező térerősségnek a viszonya, az χ n. szuszceptibilitás, kis térerősségek mellett igen nagy szám. Pl. a tiszta vas maximális szuszceptibilitása 22000 G/Oe. .

A ferromágnesség jelenségét már az ókorban ismerték, azonban csupán az utolsó 2–3 évtizedben alakult ki valóban tudományos elképzelés a ferromágnesség természetét illetően. Hangsúlyozni szeretném, hogy még ma is távol állunk attól, hogy azt mondhassuk, hogy a ferromágnesség alapkérdéseiben teljesen lezárt elmélettel rendelkezünk. Éppen az utóbbi évek tapasztalatai mutatják, hogy ilyen nézet mennyire veszélyes lehet éppen az elmélet további fejlesztése szempontjából.

Valamely ferromágneses anyag legfontosabb jellemzője az χ n. mágnesezési görbe, amely megmutatja, hogy hogyan függ a külső mágneses tér intenzitásától a kérdéses anyag mágneses momentuma. A mágnesezési görbék első kísérleti meghatározása A. G. Stoletov [1] ismert orosz

fizikus nevéhez fűződik, aki 1871-ben publikálta először ballisztikus módszerrel, toroid alakú, különböző ferromágneses anyagokon felvett mágnesezési görbéit. A mágnesezési görbék hőmérséklettől való függőségnek vizsgálata meglepő eredményre vezetett. Kiderült, hogy a ferromágneses tulajdonságok csak bizonyos hőmérsékletig maradnak meg. Ezek az első elemi kísérletek képezték az alapját azoknak az elméleti próbálkozásoknak, amelyek a ferromágnesség természetét voltak hivatva megmagyarázni. B. L. Rosing [2] orosz fizikus 1892-ben mintegy 9 évvel P. Weiss [3] előtt az Orosz Fizikusok és Kémikusok Társaságának folyóiratában kifejtette azt az elképzelését, hogy minden ferromágneses anyag belsejében a külső térerősség mellett sajátos »belső tér« alakul ki, amely a ferromágneses tulajdonságok hordozója. Ez a gondolat volt a magja P. Weiss termodinamikai elméletének is. Nagyon valószínű, hogy Weiss Rosingtól teljesen függetlenül jutott a »belső tér« szükségességének gondolatára, mégis a történelmi igazság kedvéért helyes a ferromágnesség első elméletét Rosing–Weiss elméletnek nevezni.

Mint említettük a ferromágneses anyagoknak az a legjellegzetesebb tulajdonsága, hogy már rendkívüli kicsiny külső mágneses térerősség mellett mágneses momentumuk igen nagy értéket vesz fel, akár szobahőmérsékleten is. Nem nehéz belátni, hogy ez csak akkor érthető, ha feltételezzük, hogy a ferromágneses anyag »elemi mágneseseit«, amelyek természetéről későbbben még bőven lesz szó, rendkívüli nagy erők párhuzamosítják makroszkopikus nagyságrendű tartományokká s a külső térerősség szerepe elsősorban abban van, hogy ezeknek a tartományoknak eredő mágneses momentumait a külső tér irányába rendezze. U. i. ha az »elemi mágnesesek« között csupán mágneses erők működnek, úgy a hőmozgás még igen alacsony hőmérsékleten is megakadályozná, hogy külső mágneses térrel elérjük a gyakorlatban észlelt rendkívüli erős mágneseződést. Weiss egyszerűen úgy oldotta meg ezt a nehézséget, hogy feltette, hogy valamilyen sajátos »belső tér« győzi le bizonyos hőmérsékletig a hőmozgás desorientáló hatását. Eme sajátos »belső tér«, amelyet mind Rosing, mind Weiss mágneses-

nek gondolt, hozza létre az ú. n. spontán mágneses tartományokat, amelyeknek külső mágneses tér hatására előálló viselkedését jellemzik a mágnesezési görbék.

P. Curie [4] egyszerű kísérletei lehetővé tették, hogy a Rosing—Weiss-féle »belső tér« nagyságrendjére következtethessünk. Curie megmutatta, hogy bizonyos hőmérséklet körül a ferromágneses tulajdonságok fokozatosan megszűnnek. Ez nyilvánvalóan azt jelenti, hogy a Rosing—Weiss-féle »belső tér« csak eme kritikus hőmérsékletig (nevezük ezt a következőkben Curie hőmérsékletnek) képes az elemi mágnesek párhuzamosan orientációját biztosítani. Ha I_0 -val jelöljük a térfogategység mágneses momentumát, N -nel a térfogategységben lévő »elemi mágnesek« számát, H_b -vel a Rosing—Weiss-féle »belső teret« és Θ -val a Curie-hőmérsékletet, úgy az a körülmény, hogy a Curie-hőmérséklet alatt a »belső tér« biztosítja az »elemi mágnesek« többé-kevésbé párhuzamos orientációját, a következő összefüggés érvényességét jelenti:

$$I_0 N^{-1} H_b \sim k \Theta \quad (1)$$

ahol k a Boltzmann-féle állandó. Ebből a »belső tér« nagyságára azt kapjuk, hogy $H_b \sim 10^7$ Oe. Ilyen nagy térerősséget laboratóriumi méretekben megvalósítani eddig nem sikerült. Ha azonban a ferromágneses anyagok belsejében ilyen nagyságrendű »belső tér« ténylegesen kialakulna, úgy nagyon egyszerű volna kimutatni kísérleti úton létezését. Ha pl. ferromágneses anyagból elkészített vékony filmen megfigyelnénk az elektronok diffrakcióját, úgy 10^7 Oe. nagyságrendű »belső tér« hatását könnyen észlelhetnénk. J. G. Dorfmann [5] ismert szovjet fizikus 1927-ben realizálta ezt a kísérletet. Az eredmények azt mutatták, hogy a Rosing—Weiss-féle »belső tér« nagyságrendjével megegyező mágneses térnek nyoma sincs a ferromágneses anyagok belsejében. A kísérletek mintegy két nagyságrenddel kisebb tér létezését bizonyították be. Dorfman kísérlete fundamentális a ferromágnesség elméleti megalapozása szempontjából, hiszen ez a kísérlet világított rá arra, hogy a Weiss—Rosing-féle »belső tér« nem mágneses tér, hogy az »elemi mágnesek« párhuzamosításáért nem mágneses erők a felelősek.

1928-ban először Frenkel [6], majd pár hónappal később Heisenberg [7] megmutatta, hogy a Weiss—Rosing-féle »belső tér« kielégítő magyarázatát csak a kvantumelmélet keretében lehet megadni. A következőkben a ferromágnesség elméletének két alapvető kérdésével kívánunk foglalkozni. Az egyik kérdés az elektronok saját mágneses momentumait párhuzamosító erők problémáit, míg a másik kérdés a spontán mágneses tartományok különböző feltételek melletti viselkedését érinti.

1. A spontán mágneseződés elmélete

A klasszikus statisztikus fizikában ismeretes az a nevezetes tétel, hogy mozgó töltött részecskék-

ből álló rendszer külső mágneses tér esetében sem rendelkezik eredő mágneses momentummal stacionárius esetben. Ezt a fundamentális tételt a legáltalánosabb formában nemrégiben bizonyította be J. P. Terleckij [8] Sztálin-díjas szovjet fizikus. A tétel első nem teljes bizonyítása van Leeuwen [9] nevéhez fűződik. A klasszikus statisztikus fizikának ez az eredménye lényegében azt a tényt fejezi ki, hogy az »elemi mágneseket« létrehozó mikro-áramok klasszikus értelemben energetikailag nem stabilak.* Ilyen módon, hogy klasszikus keretekben tárgyalni lehessen mágneses jelenségeket, posztulálni kellett stabil elemi áramok (mikro-áramok) létezését. Stabil mikro-áramkörök létezése minden önkény és nehézség nélkül kiadódik a kvantumelméletből, sőt a relativisztikus kvantumelmélet formalizmusából az elemi részek saját mágneses momentuma is kiadódik.

A ferromágnesség elméletének alapvető kérdése, hogy vajon az elektronok orbitális mozgásához tartozó mágneses momentum, vagy pedig az elektronok saját mágneses momentuma (az ú. n. spin mágneses momentum) játssza-e a döntő szerepet a makroszkopikus mágnesség kialakításában. Ennek a kérdésnek kísérleti ellenőrzése az Einstein és de Haas [10] által felfedezett jelenség kapcsán vált lehetségessé. A jelenség lényege az, hogy valamely test makroszkopikus mágneses momentumának megváltozásával impulzus momentumának a megváltozása is vele jár. Ha abból a feltevésből indulunk ki, hogy a makroszkopikus jelenség elemi hordozói az elektronok orbitális mozgásából származó mágneses momentumok, úgy az Einstein—de Haas-kísérlet egészen más eredményre kell, hogy vezessen mint abban az esetben, amikor az elemi mágnesek az elektronok saját mágneses momentumai. Így lehetőség nyílik arra, hogy kísérletileg eldöntsük a felvetett alapvető kérdést. Ferromágneses anyagoknál a kísérletek nagy pontossággal bebizonyították, hogy a makroszkopikus mágnesség kialakításában a spin mágneses momentumok játsszák a döntő szerepet.

A következő kérdés arra vonatkozik, hogy vajon a ferromágneses kristály elektromos vezető-képességét biztosító elektronok és a makroszkopikus mágnesség kialakításában résztvevő elektronok ugyanazok-e. Egyszerű tapasztalati tények arra mutatnak, hogy a ferromágneses tulajdonságokért felelős elektronok rendkívüli kis mértékben vesznek részt az elektromos vezetésben. Egész sor mágneses anyag, pl. a modern híradástechnikában széleskörűen alkalmazott ferritek fajlagos elektromos ellenállása igen nagy, ami arra mutat, hogy a vezetési elektronok száma igen kicsiny. Elméleti megfontolások is arra mutatnak, hogy a vezetési elektronok nem lehetnek felelősek a ferromágnesség jelenségének kialakulásáért. (Meg kell jegyezni, hogy az utóbbi időben Zener [11] meglepő koncepcióval lépett fel, amely-

* Mikro-áramok alatt töltött elemi részek (elektronok) atomi dimenziójú mozgásához rendelt áramokat értjük.

ben a vezetési elektronoknak igen nagy a szerepe a ferromágnesség létrehozásában. A jelen dolgozat keretében nem kívánjuk Zener sok tekintetben vitatható álláspontját bíráló alá venni.) Ma már többé-kevésbé elfogadott tény, hogy a ferromágnesség létrehozásáért felelős elektronok az átmeneti elemek le nem zárt belső héjainak (4d, 5f,) elektronjai, amelyek az elektromos vezetésben csak rendkívül kis mértékben vehetnek részt. Polarizált homogén neutron nyalábbal végzett kísérletek megerősítették azt az elképzelést, hogy a nem kompenzált spin-momentumok a kristály rácspontjaiban foglalnak helyet.

A spontán mágneseződés elméletének legfontosabb feladata, hogy megmagyarázza azoknak az erőknek a természetét, amelyek a ferromágneses elektronok spin-momentumait párhuzamosítják. Frenkel [6] és Heisenberg [7] megmutatta, hogy ezek az erők a kvantummechanikában jól ismert kicserélődési erők. Most nem célunk a kicserélődési erők kérdésével részletesen foglalkozni, csupán arra szeretnénk utalni, hogy felleptük a legszorosabb kapcsolatban van azzal, hogy azonos elemi részek (elektronok) rendszerében csak azok az állapotok realizálódhatnak, amelyek az azonos részek felcserélődésével nem változnak.

Mindenesetre nagyon lényeges hangsúlyozni, hogy a ferromágnesség jelensége tipikusan olyan jelenség, amely kollektív kölcsönhatás eredménye, s így elméleti tárgyalására csak olyan módszerek alkalmasak, amelyek következetes kvantummechanikai többtest elméleti módszerek. A ferromágnességgel foglalkozó szovjet fizikusok döntő többsége elsősorban Vonszovszkij [12], Bogoljubov [13], Tjablikov [14], Kondorszkij [15] és harcot vív a ferromágnesség ú. n. egy-elektron modellre épülő elméletével. Elsősorban Stoner [16] iskolája propagálja az egy-elektron modellre támaszkodó elméletet, minden bizonnyal azért, mert számítástechnikai szempontból sokkal kényelmesebben lehet boldogulni vele, mint a következetes sok-elektron modellre támaszkodó elmélettel. Nagyon figyelemreméltó pl. Vonszovszkij érvelése, aki rámutat arra, hogy a ferromágneses kristály (s általában bármely szilárd test) kvantummechanikai tárgyalásánál az elektronok közötti kölcsönhatást elhagyni s később mint kicserélődési korrekciót figyelembe venni, alapvetően helytelen, hiszen éppen ez a kölcsönhatás játssza a döntő szerepet pl. a ferromágnesség és sok egyéb fizikai sajátosság létrehozásában.

Hogy lássuk miről is van szó, röviden megmutatjuk, hogy mit jelent az egy-elektron modellre támaszkodó és mit a sok-elektron modellre támaszkodó elmélet. n elektronból és N atommagból álló kristályra vonatkozó nem relativisztikus Schrödinger-egyenlet stacionárius esetben a következőképpen írható fel:

$$\hat{H} \Psi(r_1, \dots, r_n; R_1, \dots, R_N) = E \Psi(r_1, \dots, r_n; R_1, \dots, R_N) \quad (2)$$

ahol r_i az i -ik elektron és R_k a k -ik mag helyzetvektora, míg

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2M} \sum_{i=1}^N \Delta_{R_i} - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^n \Delta_{r_i} + V(R_1 \dots R_N, r_1 \dots r_n) \quad (3)$$

az energia operátor. Ennek az egyenletnek a megoldását megadni gyakorlatilag lehetetlen. A legfőbb nehézséget a potenciális energiára vonatkozó tag okozza, amely mind az elektronok, mind a magok koordinátáitól függ. Így bizonyos reális viszonyokat figyelembevevő közelítő megoldást kell keresni. Mindenek előtt bontsuk szét a potenciális energiát a következő tagokra:

$$V(R_1 \dots, r_1 \dots) = V_1(r_1 \dots r_n) + V_2(R_1 \dots R_N) + V_3(R_1 \dots r_1 \dots) \quad (4)$$

ahol V_1 az elektronok közötti kölcsönhatás, V_2 a magok közötti kölcsönhatás, míg V_3 az elektronok és a magok közötti kölcsönhatás potenciális energiája. A rendszer állapotfüggvényére nézve pedig alkalmazzuk a következő szétválasztást:

$$\Psi = \Psi_e(r_1 \dots, R_1 \dots) \Psi_i(R_1 \dots) \quad (5)$$

ahol $\Psi_e(r_1 \dots, R_1 \dots)$ az elektronokra vonatkozó állapotfüggvény, $\Psi_i(R_1 \dots)$ pedig a magokra vonatkozó állapotfüggvény. A kiindulási problémának ilyen feltételek melletti megoldását adiabatikus közelítésben való megoldásnak nevezzük. Az elnevezés onnan származik, hogy az elektronok állapotát olyan állapotfüggvény írja le, amely a magok mozdulatlan állapotának felel meg. A pontosság kedvéért meg kell jegyezni, hogy magok helyett általában ionokat kell értenünk, t. i. a kristály rácspontjaiban nem csupasz magok, hanem ionok foglalnak helyet. Így a kiindulási egyenletünk szétesik a következő két egyenletre:

$$\left\{ \hat{H} - \frac{\hbar^2}{2M} \sum_{i=1}^N \Delta_{R_i} \right\} \Psi_e = E_e(R_1 \dots R_N) \Psi_e \quad (6)$$

$$\frac{\hbar^2}{2M} \sum_{i=1}^N \Delta_{R_i} \Psi_i + E(R_1 \dots R_N) \Psi_i = -E \Psi_i \quad (7)$$

Az elektronok állapotfüggvényét és energia spektrumát a (6) egyenletből kiindulva kell meghatározni, de ennél az egyenletnél is nehézséget jelent a

$V_1 = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(r_i \dots r_j)$ kifejezés. Könnyebbé válnék a feladat, ha ezt a kifejezést helyettesíteni tudnánk

$$\sum_j V(r_j)$$

alakú kifejezéssel. Ennek a lépésnek az a fizikai értelme, hogy minden egyes elektronra nézve a többi elektron hatását helyettesítettük bizonyos

átlagolás révén nyerhető térrel. Ez az eljárás azonban sajnos nem egyszerűíti a feladatot, mert így a lineáris differenciálegyenlet helyett, nemlineáris integro-differenciálegyenlethez jutunk, amelynek megoldása még a legegyszerűbb esetekben is nagy numerikus számolási munkát jelent. Emellett fennáll az a veszély, amelyre Pekar [17] szovjet fizikus mutatott rá, hogy követve ezt a módszert, az exakt többtest elméleti feladatnak egy egész sor megoldását elveszíthetjük. Ezek a nehézségek arra kényszerítették az elméleti fizikusokat, hogy elhagyják az elektronok közötti kölcsönhatást és a következő probléma megoldására törekedjenek:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_r + \sum_i V(r - R_i) \right\} \Psi_E(r) = E \Psi_E(r) \quad (8)$$

Az egy-elektron modellre támaszkodó elmélet ebből az egyenletből indul ki. Az irodalomból [18] jól ismeretes, hogy az egy-elektron modellre támaszkodó elmélet keretében a fémek és félvezetők igen sok sztatikus és kinetikus problémájára sikerült helyes magyarázatot kapni. Azonban ezeket az eredményeket vigyázattal kell kezelni, mivel az elektronok közötti erős kölcsönhatás elhanyagolása nem indokolt. Egyes szerzők [19] azzal igyekeznek indokolni az elektronok közötti kölcsönhatás elhanyagolásának jogosságát, hogy a szilárd testek tulajdonságainak kialakításában véleményük szerint csak azok az elektronok játszanak lényeges szerepet, amelyek energiája a Fermi-féle eloszlási görbe erősen csökkenő keskeny szakaszába esik. Ezeknek az elektronoknak (az ú. n. »aktív« elektronoknak) a száma kicsiny, tehát a közöttük lévő átlagos távolság nagy, ami úgy látszik jogossá teszi, hogy a kölcsönhatási energiát elhanyagolhatóan kicsinynek tekintsük. Azonban meg kell gondolnunk, hogy az elektronok közötti kölcsönhatás következetes figyelembevétele esetében nem helyes beszélni a Fermi-féle eloszlási görbe erősen csökkenő szakaszáról, hiszen ez az eloszlási görbe már eleve feltételezi, hogy az elektronok közötti kölcsönhatás elhanyagolható.

A következetes tárgyalásban a szilárdtest (ferromágneses kristály) egyes elektronjainak energiaállapotáról nem lehet beszélni. Amikor azt mondjuk, hogy a rendszer E energiaállapotban van, az az egész rendszerre vonatkozik. Ha a szilárd test olyan állapotára korlátozzuk a megfontolásainkat, amely állapotok a minimális energiaállapot elemi gerjesztéseinek tekinthetők, úgy a probléma megoldására a sok-elektron modell keretében (amelyet a legkövetkezetesebb kvantummechanikai több-test elméleti módszernek kell tekintenünk) igen elegáns és pontos módszer kínálkozik. A több-elektron modellre támaszkodó elméletnek ezt a változatát csaknem kizárólag szovjet fizikusok fejlesztették ki.

Hogy lássuk, világosan miről van szó, megemlítünk egy példát. Megmutatható, hogy vala-

mely ferromágneses kristály energiájának mágneses része minimális akkor, ha valamennyi rácspontban a spin-mágneses momentumok párhuzamosak. Vizsgáljuk a kristály azon állapotait, amelyek ettől csupán abban különböznek, hogy egy, kettő, stb. rácspontban a spin-momentumok iránya antipárhuzamos az eredő spin momentumhoz képest. Ezek az állapotok úgy tekinthetők, mint a legalacsonyabb energiaállapot elemi gerjesztései. Természetesen ezen antipárhuzamos spin-helyek nincsenek lokalizálva a rácspontokban, hanem tovaterjednek. Megmutatható, hogy a rendszer energiája az elemi gerjesztések energiájának additív összege. Az elemi gerjesztéseknek bizonyos fiktív részecskék felelnek meg. Ezeket a részecskéket Vonszovszkij után »kvázi-részecskéknek« nevezzük. Jelen esetben ezeknek a »kvázi-részecskéknek« a neve ferromagnon. Tehát a ferromágneses kristály mágneses energiája az energia-minimum körüli elemi gerjesztések tartományában a következőképpen írható fel:

$$E \sim \sum_{K_v} n_v \varepsilon(K_v) \quad (9)$$

ahol n_v a K_v »kvázi-impulzussal« rendelkező ferromagnonok száma.

Szeretnénk hangsúlyozni, hogy a szilárdtest minimális energiájú állapota körül természetesen nemcsak egy típusú gerjesztéseket kell figyelembe venni, ha teljességre törekszünk. Így pl. ha a rácspontokban elhelyezkedő ionok hőrezgéseinek elemi gerjesztéseit is figyelembe kívánjuk venni, akkor az energiaspektrum még egy ággal kibővül. Landau [20] után az ionok hőrezgéseinek elemi gerjesztéseire tartozó »kvázi-részecskéket« fononoknak nevezzük. Hasonló módon bizonyos »kvázi-részecskéket« bevezetésével biztosíthatjuk a poláris állapotok figyelembevételét stb.

Azzal a megjegyzéssel szeretnénk még élni, hogy a »kvázi-részecske« módszer a többtest probléma második kvantálás segítségével való tárgyalása során mint következetes közelítő eljárás adódik.

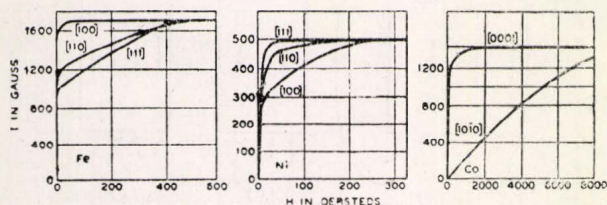
A szovjet fizikusok nagy sikerrel alkalmazták a »kvázi-részecske« módszert a ferromágneses anyagok fizikájának elméleti kérdéseivel kapcsolatban. Általánosították [21] a ferromágneses állapot kialakulásának feltételeire vonatkozó nézeteinket, kidolgozták [22] az s és d elektronok közötti kölcsönhatást figyelembevevő ú. n. $s-d$ modellt, megmutatták [23] hogy az elmélet kiadja, hogy az egy atomra eső mágneses momentum nem egészszám, meghatározták [24] a ferromágneses félvezetők (ferritek) mágneses momentumának hőmérséklettől való függését, megadták [25] a kinetikus problémák (elektromos vezetés, fotoeffektus, szekundér emisszió stb.) tárgyalására is az általános módszert. A jelen dolgozat keretében nem kívánok részletesen foglalkozni ezekkel a problémákkal, inkább meg szeretném mutatni a szovjet fizikusok munkáját a ferromágnesség egyéb területein is.

2. A spontán mágneses tartományok fizikája

Az előzőkben vázoltuk azokat az elméleti módszereket, amelyekkel a ferromágnesség alapkérdései tárgyalhatók. Most azzal a kérdéssel kívánunk foglalkozni, hogy a kicserélődési erők mellett még milyen erők vesznek részt a ferromágneses tulajdonságok kialakításában.

Már a Rosing–Weiss-féle primitív elképzelésben is a »belső tér« által párhuzamosított mágneses momentumok bizonyos tartományokat alkottak. A tartományokon belül az elemi mágnesek párhuzamosak, viszont a tartományok elrendeződése olyan, hogy ha nincs jelen külső mágneses tér, akkor az eredő mágneses momentum 0. Figyelemreméltó, hogy ez a primitív elképzelés messzeemenően igazolódott, sőt 1935-ben Landau és Lifschitz [26] megadták ezeknek a tartományoknak modern elméletét is.

A kicserélődési erők bár fényt vetnek a Weiss–Rosing-féle »belső tér« eredetére, még sem képesek megmagyarázni a mágneszési görbék sajátosságait. A ferromágneses monokristályok mágneszési görbéinek analízise azt mutatja, hogy a kristálytani tengelyekhez képest különböző irányokban felvett mágneszési görbék nagymértékben különböznek egymástól. (1. ábra) A mágnesze-



1. ábra

zési görbéknek ebből az anizotrópiájából arra lehet következtetni, hogy a ferromágneses kristály szabad energiájának mágneses része két tagból, egy izotróp és egy anizotróp tagból áll. A ferromágneses monokristályok mágneszési görbéinek anizotrópiájáról az első kísérleti munka csaknem 50 évvel ezelőtt, 1904-ben jelent meg. Weiss [27] magnetit és pirotin monokristályok mágneszési görbéin észlelte először a fentemlített anizotrópiát. Később Beck [28] Webster [29] Honda, Kaya, Masuyama [30] és még sokan mások [31] végeztek ilyenirányú kísérleti vizsgálatokat a legkülönbözőbb ferromágneses anyagokon.

A kérdés elméleti tisztázására csak jóval később került sor. Ezen a téren N. Sz. Akulov, a szovjet mágneses iskola egyik jeles mestere végezte az úttörő munkát. A mágneses anizotrópiáról írott kandidátusi disszertációjában 1928-ban rámutatott arra, hogy a ferromágneses anyagok energia-anizotrópiájának okát a kristály rácspontjaiban elhelyezkedő elemi mágnesek multipol-jellegű mágneses kölcsönhatásában kell keresni. Mint ahogy a későbbiekben meglátjuk, a mágneszési görbék elméletét a mágneses kölcsönhatás

gondolata nélkül nem lehetett volna kidolgozni. Akulov egyik legnagyobb érdeme éppen abban áll, hogy ráirányította a figyelmet a mágneses kölcsönhatás fontosságára.

A »mágneses anizotrópia« Akulov-féle termodinamikai elmélete a ferromágneses monokristály szimmetriaviszonyainak figyelembevétele alapján a szabad-energiásűrűség anizotróp részére köbös kristályok esetében

$$f_k \sim K \{s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_3^2 s_1^2\} + \dots \quad (10)$$

kifejezést adja, míg hexagonális rendszerű kristályok esetében

$$f_h \sim K_1 \cos^2 \Theta + K_2 \cos^4 \Theta + \dots \quad (11)$$

ahol s_1, s_2, s_3 a mágneses intenzitás vektorának iránykoszinuszai a szabályos kristály tetragonális tengelyeivel egybeeső rendszerben és Θ a hexagonális tengely és a mágneses intenzitás vektora közötti szög, míg K, K_1 és K_2 pedig az ú. n. anizotrópia-állandók. Azokat az irányokat, amelyekben az energia-anizotróp része minimális, könnyű mágneszési irányoknak nevezzük. Attól függően, hogy egy kristálynak hány könnyű mágneszési iránya van, beszélünk egy vagy több mágneses tengelyű kristályokról. Meg kell jegyeznünk, hogy bár Akulov koncepciója lényegében helyes, mégis fenomenologikus jellegű, hiszen a K állandókra nézve semmit sem tud mondani. Az energia-anizotrópia szigorú elméletét csak a kvantumelmélet keretében lehet megadni. Könnyű belátni, hogy a kicserélődési energia nem irányfüggő, és így a kicserélődési kölcsönhatással az energia-anizotrópiát megmagyarázni nem tudjuk. Egészen nyilvánvaló, hogy az irány szerinti elhajlást csak bizonyos tenzor-jellegű erők szüntethetik meg. Ilyen tenzor-jellegű erők származtathatók az elektronok mágneses kölcsönhatásának figyelembevétele révén. A mágneses kölcsönhatás figyelembevételével egész sor szerző végzett számításokat. Közülük megemlíthjük Bloch [32], Van Vleck [33], Vonszovszkij [34], Brooks [35], és Tjablikov [36] nevét. Megjegyzendő, hogy Tjablikov rendkívül szellemes munkája kivételével a legtöbb szerző a mágneses kölcsönhatást mint kis perturbációs kölcsönhatást tekintette, ami sajnos nem jogosult, habár a mágneses kölcsönhatás energiája mintegy 2–3 nagyságrenddel kisebb, mint a kicserélődési kölcsönhatás energiája. A helyzet u. i. az, hogy a ferromágneses kristály mágneses kölcsönhatással nem perturbált energianívói igen közel vannak egymáshoz, úgy hogy az egyes nívók közötti különbség nagyságrendben megegyezik a perturbáló mágneses kölcsönhatás energiájával. Ezt a nehézséget rendszerint úgy szokták megkerülni, hogy feltételezik rendkívüli nagy külső mágneses tér jelenlétét, ami széthúzza a perturbálatlan állapotnak megfelelő energianívókat olyannyira, hogy elvben a mágneses kölcsönhatást fel lehet fogni mint kis perturbációs tagot. Egyik dolgozatunkban [37] megmutattuk,

hogy el lehet tekinteni ilyen mesterkélt feltevésektől és, követve Holstein és Primakoff [38] módszerét, energiaoperátorunk diagonálisra való transzformálásánál nem kell alkalmazni perturbációs számítást.

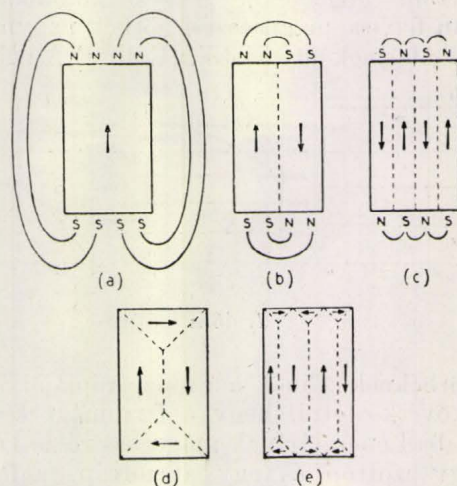
A mágneses kölcsönhatás lehetséges formái a következők: a spin-mágneses momentumok közötti kölcsönhatás, a spin- és a pályamágneses momentumok közötti kölcsönhatás és végül a pálya mágneses momentumok közötti kölcsönhatás. Az energiaoperátor mágneses részének meghatározásánál nagy elvi nehézséget jelent az a tény, hogy a nem relativisztikus kvantummechanika nem adhat teljes képet a fentemlítt kölcsönhatások természetét illetően. Így rendszerint bizonyos egyszerűsítő feltevésekhez kell folyamodni. A spin-mágneses momentumok közötti kölcsönhatás nem játszik döntő szerepet az energia-anizotróp részének kölcsönhatásában, egyrészt nagyságrendileg kisebb értékre vezet a kísérletileg megállapítottnál, másrészt bizonyos esetekben kvalitatíve is rosszul tükrözi a viszonyokat. Pl. mint ahogy disszertáciomban [39] is megmutattam, a kobalt-vas homogén ötvözet rendszerben az energia-anizotróp része éppen a maximális egy-atomra eső átlagos spin mágneses momentumnak megfelelő kobalt koncentrációnál (cca 45% Co) válik nullává. Az energia-anizotróp részének létrehozásában a döntő szerepet a spin és pálya mágneses momentumok kölcsönhatása játssza. Mint ismeretes, a kristályrács elektrosztatikus terében a pályamomentumok csak határozott orientációkat vehetnek fel a kristálytani tengelyekhez képest, s ilyen módon a spinmomentumok a pályamomentumokkal való kölcsönhatás révén mintegy érzik a kristály szimmetriáját. A pályamomentumok közötti kölcsönhatásnak pedig olyanak kell lennie, hogy az eredő pálya-mágneses momentum 0-val legyen egyenlő.

Van Vleck megmutatta, hogy reális reprezentálni a spin-pálya kölcsönhatást ekvivalens rövid hatótávolságú dipol-dipol, kvadrupol-kvadrupol, stb. kölcsönhatásokkal. A mágneses kölcsönhatásnak ilyen ekvivalens multipol jellegű kölcsönhatással való helyettesítésével sikerült meghatározni a ferromágneses kristály energiaspektrumát és kiszámítani a szabadenergia mágneses részének anizotróp részét, amelyből célszerűen választott kis paraméterek szerinti sorfejtés révén megkapjuk a fenti (10), (11) fenomenologikus formulákat azzal a nyereséggel, hogy a (10), (11) formulákban szereplő állandók hőmérséklettől való függésére is nyertünk kifejezést.

Rendkívül fontos körülmény az a tény, hogy az energia anizotróp része a kristályrács deformációjától igen érzékenyen függ, még pedig olyan módon, hogy deformált állapotban az energia anizotróp része kisebb. Ez azt jelenti, hogy a ferromágneses kristály spontánul deformálódik. Ezt a jelenséget nevezik termotrikiációnak. Anélkül, hogy részletesebben foglalkoznánk a termotrikiáció elméletével, világosan láthatjuk, hogy a

spontán deformáció a »rugalmas-energia« növekedését jelenti a ferromágneses kristály számára (természetesen szummárisan az energia csökken).

Az elmondottak birtokában most már könnyen kifejezhetjük a spontán mágneses tartományok elméletét. Ha csak kicserélődési erők működnek, úgy pl. egy végtelen monokristály telítésig mágnesesződne minden külső tér nélkül. Azonban a kristály végesméretűsége azzal jár, hogy a kristály felületein mágneses erővonalak lépnek ki, azaz energia fordítódik a kristályt körülvevő közeg átmágnesesződésére. Nevezük ezt a kristály alakjától függő energiát lemágnesező energiának. A 2. ábrán jól látható, hogy ha az egész kristály egy mágneses tartomány (domén), úgy ez a lemágnesező energia maximális. Ha a mágneses tartomány felbomlik több egymással ellentétesen mágnesezett tartományra, úgy a lemágnesező energia csökken. A lemágnesező energia csökkenése a kristályon belül záródó mágneses fluxusok kialakulására vezethető vissza. Az egyes mágneses tartományok mágneses momentumának iránya az ú. n. könnyű mágnesezési tengelyek irányával vagy párhuzamos, vagy antipárhuzamos. Így pl.

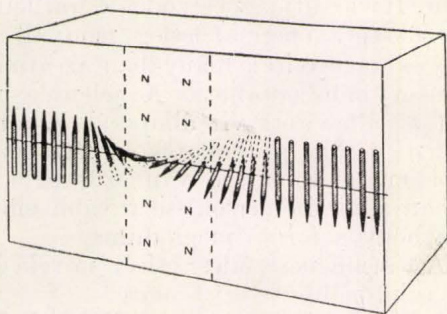


2. ábra

egy-mágneses tengelyű kristályokban az ú. n. 180° -os szomszédságok valósulnak meg. Ezzel szemben több-mágneses tengelyű kristályokban 90° -os és egyéb szomszédságok is kialakulhatnak. Az ellentétesen mágnesezett tartományokra való feldarabolódás nem folytatódhat bizonyos határon túl, t. i. a tartományok között kialakul egy ú. n. domén fal (átmeneti réteg), amelynek kialakulása energiafelhalmozódással kapcsolatos, hiszen a domén falban a spinmomentumok nem a könnyű mágnesezési tengely irányába mutatnak. Így olyan domén szerkezet alakul ki, amely mellett az egész kristály számára minimális az energia. A 3. ábrán láthatjuk egy ilyen doménfal vázlatos képét.

Ezeket a gondolatokat öntötték kvantitatív formába Landau és Lifschitz [26] 1935-ben és vetették meg a modern doménelmélet alapjait.

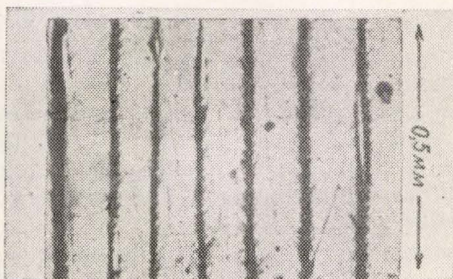
Ennek az elméletnek további fejlesztése Lifschitz [40] és Sirobokov [41] nevéhez fűződik, akik több-mágneses tengelyű kristály esetére is



3. ábra

általánosították Landau elméletét a magnetostrikiós energiára vonatkozó korrekciófigyelembevételével.

Az ellentétesen mágnesezett domének között, mint említettük, rendkívüli nagy inhomogenitású doménfal van. Nagyon plauzibilisnek látszik az a gondolat, hogy valamely mágneses anyag finom szuszpenziójának segítségével ezek a doménfalak láthatóvá tehetők. Finoman polírozott és maratott kristályfelületre magnetit szuszpenziót kentek és a felületről fotográfiai felvételt készítettek. Egy ilyen felületről készült felvétel látható a 4. ábrán.



4. ábra

Jól láthatók a doménfalak az egyes tartományok között. A felvétel szilícium-vas monokristályon készült. A doménszerkezet mágneses szuszpenziós vizsgálatának az alapját szintén N. Akulov [42] vetette meg. Akulovtól függetlenül Bitter [43] is javasolta a mágneses szuszpenziós módszert.

A doménfalak vastagságát lényegében két tényező szabja meg. A kicserélődési erők minél inkább szét akarják húzni az átmeneti réteget, hiszen a kicserélődési energia minimális, ha a szomszédos spinek közötti szög közel van a nullához. Ezzel szemben az anizotrópia erők a könnyű mágnesezési tengelyek irányába kívánják kényszeríteni a spinmomentumokat, azaz szűkíteni akarják az átmeneti réteg vastagságát. E két erő konkurrenciája dönti el végső fokon a doménfal vastagságát. Kobalt esetében elméleti megfontolások alapján a doménfal vastagságára 10^2 – 10^3 rácásállandó távolság adódik.

A spontán mágneses tartományok elméletének egyik fontos kérdése, hogy milyen feltételek mellett alakulhat ki az ú. n. egy-domén szerkezet. Egy-domén szerkezet alatt azt értjük, hogy a kérdéses kristály egy összefüggő spontán mágneses tartományt képez. Nagyobb méretű kristályoknál, mint ahogy azt könnyű megmutatni, energetikailag nem kedvező egy ilyen egy-domén szerkezet kialakulása. Minél kisebbek azonban a részecskék, a domének közötti átmeneti réteg energia többlete, annál inkább kezd dominálni és bizonyos kritikus részecskeméretnél kialakulhat olyan helyzet, hogy a spontán mágneses tartománynak két egymással ellentétesen mágnesezett tartományra való felbomlása nagyobb energiát követel, mint amekkora energiacsökkenést ez a felbomlás a lemágnesező energiában jelent. Ilyen körülmények között természetesen megmarad az egy-doménszerkezet. Ennek a lehetőségére először Frenkel és Dorfmann [44] mutattak rá 1930-ban. Az egy-domén szerkezetű részecskék problémája igen nagy gyakorlati jelentőséggel bír a nagy koercitív erejű mágnesek előállításánál. Az egy-domén szerkezet legszigorúbb elméletét J. I. Kondorszkij [45] adta meg 1952-ben. A ferromágneses részecske energiája a következő energiafélésegekből tevődik össze: a kicserélődési, az anizotróp, a lemágnesező és a külső tér energiájából. Kondorszkij forgási ellipszoid alakú részecskékre meghatározta, hogy milyen részecskeméret mellett válik az energia úgy minimálissá, hogy közben megmaradjon az egy-domén szerkezet. A számítás eredménye szerint pl. vas esetében kb. 180 Å sugarú gömbben az egy-domén szerkezet kialakulása energetikailag kedvező.

Felmerül az a kérdés, mi történik a ferromágneses tulajdonságokkal, hogyha egyre kisebb méretű részecskékre daraboljuk a ferromágneses kristályt. Mint ahogy Vonszovszkij rámutatott, ilyen kisméretű részecskék esetében feltétlenül figyelembe kell venni a kvantummechanika törvényeit. Legyen a részecske átmérője δ , akkor a határozatlansági reláció szerint az ebbe a térfogatba zárt elektron kinetikus energiája

$$\Delta E \sim 10^{-27} \delta^{-2} \text{ erg}$$

nagyságrendű. Másrészt tudjuk, hogy a kicserélődési energia nagyságrendje $k\theta \sim 10^{-13}$ erg. Nyilván csak akkor beszélhetünk a ferromágneses tulajdonságok megmaradásáról, hogyha a kicserélődési energia nagyobb, mint a térbeli lokalizáció okozta kinetikus energia. Ez viszont azt jelenti, hogy $\delta \sim 10$ Å, azaz ferromágnességről csak akkor van értelme beszélni, ha a részecske mérete legalább 10 rácásállandó nagyságrendű. Ez az eredmény ismét fényesen igazolja, hogy a ferromágnesség jelensége tipikusan olyan jelenség, amely csak akkor nyilvánul meg, ha elég sok atom kerül kollektív kölcsönhatásba.

Ezek után szeretnénk még néhány alapvető kérdéssel foglalkozni, amelyekben a szovjet fizikusoknak vezető szerepük van. Az egyik kérdés

a reverzibilis mágnesezés elmélete, a másik a hiszterézis (az irreverzibilis mágnesezés) elmélete. Egyszerűség kedvéért képzeljünk el egy egy-mágneses tengelyű monokristályokból kimetszett olyan forgási ellipszoidot, amelynek nagy tengelye párhuzamos a mágneses tengellyel. Helyezzük el ezt az ellipszoidot külső mágneses térbe olyan módon, hogy a külső mágneses tér iránya δ szöget zárjon be a mágneses tengellyel. Növelve a külső mágneses tér intenzitását, a következő folyamatok mennek végbe. Először is azok a domének, amelyek mágneses momentuma tompaszöget zár be a külső mágneses térrel, beleolvadnak az energetikailag kedvező fekvésű domének térfogatába. Ennek a folyamatnak a mágnesezési görbe kezdő szakasza felel meg. A következő folyamat az, hogy a most már egy mágneses tartományt képező kristály mágneses momentuma a térerősség növelésére elfordul. A külső térerősség az anizotrópia erői ellenébe dolgozva saját irányába törekszik elforgatni a mágneses intenzitás vektorát. Ezt a folyamatot rotációnak nevezzük és ennek a folyamatnak megfelel a mágnesezési görbe kevésbé meredek felső szakasza. Természetesen ezt a két folyamatot nem szabad szigorúan különválasztani. A kettő közötti átmenet fokozatos. Extrém erős terekben még egy harmadik folyamat is jelentkezik. Ennek a folyamatnak az a lényege, hogy a külső tér egyes antipárhuzamos spin-momentumokat arra kényszerít, hogy azok a tér irányába forduljanak át. Ilyen módon a valódi mágnesezettség növekszik. Ez a folyamat nagyon hasonlít a paramágneses anyagok mágnesezésének mechanizmusára és ezért para-folyamat elnevezést visel.

Az inverzió (így nevezte Akulov a domén-fal eltolódás folyamatát) első elméleti tárgyalása Akulov nevéhez fűződik, aki a ferromágnességről írott monográfiájában [46] részletesen kifejti, hogy milyen kísérleti tények kényszerítették rá őt arra, hogy a doménfal eltolódások mechanizmusát bevezesse a mágnesezés elméletébe. Az elmélet további fejlesztése Kondorszkij [47] nevéhez fűződik. A rotáció termodinamikai elméletét szintén Akulov [46] teremtette meg. A para-folyamatok részletes kísérleti és elméleti tanulmányozás K. P. Bjelov nevéhez [48] fűződik.

Ezeknek a folyamatoknak termodinamikai elmélete a hiszterézis jelenségét nem képes megmagyarázni. Bár meg kell jegyeznünk, hogy a rotáció Akulov-féle elmélete olyan mágnesezési görbéket eredményez, amelyeknek energetikailag nem stabilis szakaszai lehetővé teszik az extrém nagy koercitív erővel rendelkező anyagok hiszterézisének magyarázatát, azonban a reális esetek ettől igen gyakran eltérnek.

A hiszterézis elméletének szabatos kifejtését szovjet fizikus, a fiatal magnetológusnemzedék legtehetségesebb képviselője, J. I. Kondorszkij adta meg. Kondorszkij világosan meghatározta a hiszterézis három alapvető mechanizmusát.

a) irreverzibilis rotációs folyamatok, amelyek azzal kapcsolatosak, hogy az átmágneseződés csíráinak kialakulására bizonyos energiát kell fordítani. Ha az átmágneseződés csírái létrehozásához szükséges energiafelesleg nem áll rendelkezésre, akkor a csírák hiányában az átmágneseződés nem indulhat meg. A jelenség nagyon hasonlít a túlhevített víz állapotához, amelynek belsejében a kis gőzbuborékok létrehozásához bizonyos energiatöbbletre van szükség s ennek hiányában a víz hőmérséklete tovább emelkedik anélkül, hogy a forrás megindulna.

b) Az átmágneseződés csírái növekedésének gátlása szintén hiszterézist okoz.

c) A doménfal eltolódások gátlása különböző nem mágneses zárványok, diszlokációk révén előidézi a mágnesezési görbe kezdő szakaszán észlelt hiszterézist.

Ezen szempontok kvantitatív tárgyalásával Kondorszkijnak sikerült a hiszterézis elméletét olyan formára hozni, amely a kísérleti adatok segítségével könnyen ellenőrizhetővé vált. Most nem célunk az elmélet részleteibe belemenni, csupán arra szeretnénk utalni, hogy ezeknek a vizsgálatoknak óriási jelentősége volt a Szovjetunióban létrehozott speciális mágneses anyagok előállításában.

Befejező megjegyzések

Az előzőkben adott nagyon vázlatos áttekintés természetesen csak egy-két kérdést ragadott ki a ferromágnesség elméletéből és mutatott rá ezen kérdéseken belül a szovjet magnetológusok nagy érdemeire. A ferromágnesség legfiatalabb ágának, a dinamikus jelenségekkel foglalkozó »magnetodinamikának« kérdéseivel nem foglalkozhattunk az idő rövidsége miatt. A ferromágneses anyagok viselkedése dinamikus feltételek mellett a problémák egyéb sokaságát szállítja. Az utóbbi években mind a nyugati irodalomban, mind a szovjet irodalomban igen sok közleményt olvashattunk a ferromágneses anyagok nagyfrekvenciás viselkedéséről. Ezeknek a kérdéseknek a modern hiraástechnikában óriási jelentőségük van. Legyen szabad ezekre a kérdésekre egy másik alkalommal visszatérnem.

Pál Lénárd

Magyar Tudományos Akadémia
Központi Fizikai Kutató Intézete

IRODALOM

1. A. Г. Столетов, Собрание сочинений, т.1. ГПИ. 1939.
2. Б. Л. Розинг, ЖРФХО (часть физическая) 24. 105. 1892. 28. 59. 1896. 46. 71. 1910.
3. P. Weiss, Journ. de phys. 6. 661. 1907.
4. P. Curie, Oeuvres, Paris 1906.
5. J. G. Dorfmann, Nature 119. 353. 1927.
6. J. I. Frenkel, Zs. f. Phys. 49. 31. 1928.
7. W. Heisenberg, Zs. f. Phys. 49. 619. 1928.
8. Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ 9. 796. 1939.

9. I. H. van Leeuwen, Dissert., Leiden, 1919.
10. A. Einstein u. W. J. de Haas, Verh. d. D. Phys. Ges. 17., 152. 1915.
11. C. Zener, Phys. Rev. 81. 440, 1951. 82. 403. 1951. 83. 299. 1951.
12. С. В. Вонсовский, Извест. АН СССР сер. физ. 16. 387. 1952.
13. Н. Н. Боголюбов, Лекції з квантової статистики Київ 1949.
14. С. В. Тябликов и Н. Н. Боголюбов, ЖЭТФ 19, 251, 1949.
15. Е. И. Кондорский, ДАН СССР, 93. 431. 1953.
16. E. C. Stoner, Journ. de phys. 12. 372. 1951.
17. С. И. Пекар, ЖЭТФ, 18. 525. 1948.
18. Г. Бете и А. Зоммерфельд, Электронная теория металлов 1938.
19. Л. Э. Гуревич, ДАН СССР 20. 355. 1938.
20. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Статистическая физика 1951.
21. С. В. Вонсовский, Извест. АН СССР, сер. физ. 11. 477. 1947.
22. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 16. 981. 1946, 24, 419. 1953.
23. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм 1948.
24. С. В. Вонсовский и Е. Н. АгафANOVA, Сборник, посвященный семидесятилетию академika А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, стр. 92, 1950.
25. С. В. Вонсовский и А. В. Соколов, ЖЭТФ 19. 615. 703. 1949. ДАН СССР 76. 197. 1951.
26. L. D. Landau a. E. M. Lifschitz, Sow. Phys. 153. 1935.
27. P. Weiss, Journ. de phys. 3. 194. 1904.
28. V. Beck, Jahr. Sch. der Nat. Ges. in Zürich 63. 116. 1918.
29. Webster, Proc. Roy. Soc. 107. 496. 1925.
30. K. Honda u. S. Kaya, Sci. Rep. Tôhoku Univ. 15. 721. 1926.
31. K. Honda, Masumoto a. Shirakawa, Sci. Rep. Tôhoku Univ. 24. 391. 1935. Shih, Phys. Rev. 46. 139. 1934. 50. 376. 1936.
32. F. Bloch u. G. Gentile, Zs. f. Phys. 70, 395. 1931.
33. J. H. Van Vleck, Phys. Rev. 52. 1178. 1937.
34. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 8, 1104. 1938.
35. H. Brooks, Phys. Rev. 58. 909. 1940.
36. С. В. Тябликов, ЖЭТФ, 20. 661. 1951.
37. Л. Пал, Ученые Записки МГУ 1953.
38. T. Holstein a. H. Primakoff, Phys. Rev. 58. 1098. 1940.
39. Л. Пал, Диссертация, Москва МГУ 1953.
40. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ 15. 07. 1945.
41. М. Ширококов, ЖЭТФ 15. 57. 1945.
42. N. Akulov u. M. Djehtjar, Ann. d. Phys. 15. 750. 1932.
43. F. Bitter, Phys. Rev. 38. 1903. 1931.
44. J. I. Frenkel a. J. G. Dorfmann, Nature, 126. 274. 1930.
45. Е. И. Кондорский, Извест. АН СССР сер. физ. 16. 398. 1952.
46. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, 1939.
47. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ, 10, 420. 1940.
48. К. П. Белов, Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах, 1951.

A NÉMET DEMOKRATIKUS KÖZTÁRSASÁG OKTATÁSI SEGÉDESZKÖZÖKET BEMUTATÓ KIÁLLÍTÁSÁNAK FIZIKAI RÉSZE

Budapesten a Rózsa Ferenc Kultúrotthonban 1954. február 20-tól március 3-ig volt megtekinthető a Német Demokratikus Köztársaság oktatási segédeszközöket bemutató kiállítása. A kiállítás igen figyelemreméltó biológiai és anatómiai anyag mellett sok fizikai tanítási eszközt mutatott be. Az igen számos közismert, kitűnően elkészített tanszer mellett sok olyan volt, amely újszerűségével különösen magára vonta a kiállítást látogató fizikusok figyelmét. A Laborprüfgerätebau nevű, Karl Marx-Stadtban működő, nép tulajdonában levő gyár magas vákuumot előállító forgó szivattyút mutatott be egyszerűbb és nagyobb kivitelben. A két egymás után kapcsolt forgó egység 10^{-4} Hgmm nyomást hoz létre. Ugyanez a vállalat nagyméretű, petróleumfüsttel dolgozó áramlási készüléket, igen ügyes aerodinamikai komponensmérleget, szélesatornát, precíziós 10^{-9} amperig jelző forgótekereszes galvanométert, kis spektroszkópot, egyszerű optikai padot, molekulamodelleket mutat be. Szerepel gyűjteményében hálózati váltóárammal működő, szinkronmotorral meghajtott, nagy számlapos demonstrációs stopperóra, amelyre a mi tanítási gyakorlatunkban is igen nagy szükség lenne. A Funkwerk Zittau elektromos kísérletező kollektívát mutat be szinte valamennyi elektromosságtani kísérlet elvégzésére. Nagyon ügyes az a működő elektromotor, amelynek forgó, valamint álló részét gyorsan ki lehet cserélni

és így a készülékkel különböző elektromos generátorok, motorok állíthatók össze. Szalag-generátor modellje látható, kézi meghajtással, 20 cm széles selyemszalaggal, 10 cm-ig fokozható szikraközzel. Nagyszámú Geissler- és Crookes-cső mellett jól használható gázkisüléses vákuumsorozatot mutat be a Rudolf Pressler-cég. Felix Kunze (Leipzig) vállalat gyűjteményében látható igen kényelmes, FK 815 M jelzésű kis parabola tükrös távcső, amely igen jól teszi láthatóvá a parabolatükrös távcsövek szerkezetét. Tükrének átmérője 70 mm. A jénai Zeiss-gyár (népi tulajdonban lévő üzem) 63/840 jelzésű lencsés iskolai csillagászati távcsövet mutat be; a távcső parallaktikus felállítású, 84-szeres nagyítású, így mindenféle iskolai célra nagyszerűen megfelel. Megtaláljuk a Zeiss-gyár közismert mikroszkópjait az egyszerű, táskába csomagolható mikroszkóptól kezdve a binokuláris, preparáló, fémmikroszkópon keresztül a tudományos kutatás céljait szolgáló legtekélyesebb példányig, amelynek nemcsak objektívje, hanem kondenzora is revolveresen cserélhető és amelynél alkalmazható fáziskontraszt. A sok egyéb kiállított tárgy mellett tanárainkat érdekelni fogják azok a nagy fekete gömbök, amelyekre falitábla módjára krétával lehet rajzolni a gömbmértan tanítása közben, azonkívül a csillagászat tanításánál jó szolgálatot tehet a belülről kiváltható csillagos éggömb.

A kiállítás bő és szép anyaga jellemzően tükrözi a Német Demokratikus Köztársaság iparának fejlődését. A kiállítást március 2-án csoportosan tekintették meg az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tanár tagjai.

Albert Einstein 75 éves

Ez év márciusában ünnepelte Albert Einstein, korunk egyik legkiválóbb fizikusa hetvenötödik születésnapját. Ez a születésnap a haladó tudomány kimagasló alakjának ünnepe és ezért ünnepelte ezt a nemzetközi fizikusvilág haladó tábora, köztük a magyar fizikusok is.

Albert Einstein személye és munkája elválaszthatatlanul össze van kapcsolva a fizika e század folyamán elért hatalmas fejlődésével. Einsteinnek századunk első évtizedében elért hatalmas eredményei: a Brown-mozgás elmélete, a speciális relativitás elmélete és a fotonhipotézis — hogy csak a legkiválóbbakat említsük — a világról vallott mai képünk alapjaihoz tartoznak. Az általános relativitáselméletben Einstein messzemenően továbbfejlesztette a klasszikus térelméletet és a newtoni gravitációs elméletet. Az 1940-ben Infelddel közösen elért újabb eredménye — az anyag mozgásegyenleteinek levezetése a téregyenletekből — a térelmélet legkiválóbb alkotásai közé tartozik.

A speciális relativitás-elmélet kísérleti bizonyítékai*

Galilei írásaiban egy helyen a következő megállapítást olvashatjuk: Ha valakit bezárnak egy hajó kabinjába, akkor az ott végzett kísérletek alapján nem tudja megállapítani, hogy a hajó áll-e, vagy mozog. Ez a kijelentés az úgynevezett *Galilei*-féle relativitás elvének szemléletes megfogalmazása. Pontosabban a következőt kell mondanunk. Ha egy koordináta-rendszerben a mechanika alapegyenletei érvényesek, akkor minden olyan koordináta-rendszerben, amely az előzőhöz képest egyenes vonalú egyenletes mozgást végez, ezek az alapegyenletek változatlanul érvényesek. Minden ilyen koordináta-rendszerben érvényes pl. a tehetetlenség elve, ezért ezeket a koordináta-rendszereket *inercia-rendszereknek* nevezzük. A *Galilei*-féle relativitás elve tehát precízen fogalmazva úgy hangzik, hogy a mechanika mozgásegyenletei az összes inercia-rendszerben érvényesek és ezért ezeket a koordináta-rendszereket bennük végzett mechanikai kísérletekkel nem lehet egymástól megkülönböztetni.

Ezt az elvet terjeszti ki a *speciális relativitás* elmélete mindenféle fizikai jelenségre mondván, hogy *inercia-rendszereket semmiféle bennük végzett kísérlettel nem lehet egymástól megkülönböztetni*. Nyilvánvaló, hogy ha ennek ellenkezőjét akarnánk kísérletileg bizonyítani, akkor a fizika olyan területén kellene a lehetőségeket keresnünk, amelynek a jelenségei eleve nem vezethetők vissza mechanikai jelenségekre. Ilyenek az elektrodinamika jelenségei, beleértve természetesen az optikai jelenségeket is.

A mult század második felében az volt a nézet, hogy az üres teret egy hipotetikus anyag, az éter

Einstein nem kommunista, sőt élete során gyakran vallott haladásellenes politikai és filozófiai nézeteket is. Ma mindazonáltal kiáll a béke ügye mellett és aktívan fellép a mindjobban kibontakozó amerikai fasiszmus törekvéseivel szemben. Hetvenötödik születésnapján gyűjtést indított a polgári szabadságjogok és az amerikai tudomány aljas ellensége, a hírhedt McCarthy szenátor ellen.

A Fizikai Szemle Einstein hetvenötödik születésnapja alkalmából e számában két dolgozatot közöl a speciális és az általános relativitáselmélet kísérleti alapjairól és közöljük Eötvös híres akadémiai előadását a súlyos és tehetetlen tömeg arányosságáról, melyben ismerteti az általános relativitáselmélet legfontosabb tapasztalati alapját jelentő klasszikus kísérleteit. A következő számban Einsteinnek a kvantumelmélet és az atomfizika terén végzett munkásságáról számolunk be.

tölti ki és az elektrodinamika alaptörvényei, a *Maxwell*-féle egyenletek, ebben az éterben nyugvó koordináta-rendszerre nézve érvényesek. Ha ennek a koordináta-rendszernek valóban kitüntetett szerepe volna a többi inercia-rendszer között, tehát hozzá képest egyenesvonalú, egyenletes mozgást végző koordináta-rendszerhez képest, akkor az éterben különböző sebességgel mozgó inercia-rendszereket elektrodinamikai kísérletekkel meg lehetne egymástól különböztetni. Az elmélet szerint u.i. az éterben nyugvó koordináta-rendszerben az elektromágneses síkhullámok, tehát például a fény, minden irányban egyenlő sebességgel terjednek, az éterben mozgó koordináta-rendszerben azonban ez nem igaz.

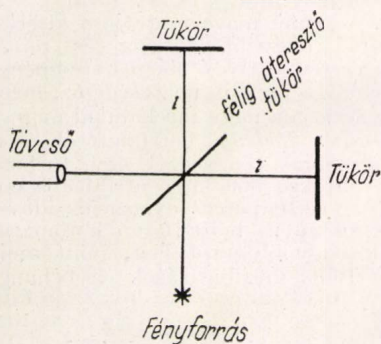
1880-ban maga *Maxwell* ajánlott egy levélben olyan csillagászati megfigyelést, amely kimutathatná a Naprendszernek az éterben való mozgását. Ugyanebben a levélben felhívja a figyelmet arra is, hogy milyen érdekes lenne a Földnek az éterben való mozgását földi kísérlettel tanulmányozni. Egyúttal azonban kijelenti, hogy olyan mérési pontosságra lenne szükség, amely nézete szerint nem megvalósítható. Ez a levél indította *Michelson* híres interferencia-kísérletének elvégzésére.

A kísérlet elve közismert. Egy fényforrásból kiinduló fényt egy, a nyaláb irányára 45° alatt álló, félig áteresztően ezüstözött tükör kettéoszt. (L. 1. ábra) A nyaláb egyik része változatlan irányban folytatja útját, a másik erre merőlegesen. E két nyaláb egy-egy, a beesés irányára merőlegesen álló tükrőről visszaverődik és a tükrön újra egyesülve jut el egy észlelő távcsőbe. Ha az interferométer két karja közül az egyik a Föld mozgásának irányába esik és a másik erre merőleges, akkor a tükrőig való visszaérkezésükhöz különböző időre van szükség és, mint elemi számítás-

* A Fizikai Társulatban középiskolai tanárok részére 1953. dec. 3-án elhangzott előadás.

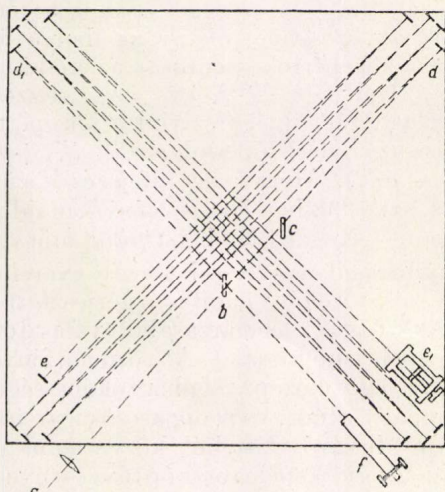
sal megmutatható, a két nyaláb futási ideje közti különbség:

$$\frac{L}{c} \left(\frac{v}{c} \right)^2,$$



1. ábra. Michelson-interferométer elvi vázlatja.

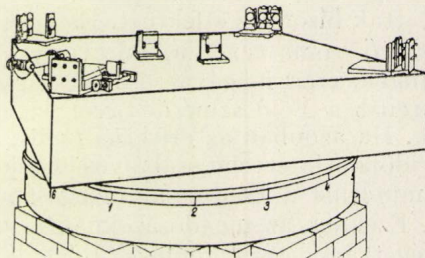
ahol L az interferométer-kar hossza, c a fénysebesség az éterben nyugvó megfigyelő szerint, v a Föld sebessége az éterhez képest. Ennek az időkülönbségnek $L \beta^2 / cT = L \beta^2 / \lambda$ fáziseltolódás felel meg (T a fény rezgésideje, λ a hullámhossza, $\beta = v/c$). Ha az interferométer az éterben nyugalna, akkor a két futási idő megegyezne és a távcsőben valamilyen interferencia képet észlelnénk. Ha a Föld mozgása következtében a fáziseltolódás éppen egy hullámhossznyi lenne, akkor az interferencia csíkok egy hellyel eltolódnának. Fenti kifejezésünk azt adja meg, hogy a v sebességgel mozgó interferométerben egy interferencia csík két csík közti távolság hányadrészével tolódik el. Mivel a Föld mozog, sosem kaphatjuk meg az éterben nyugaló interferométernek megfelelő interferencia képet. Ha azonban az interferométert az előbb feltételezett állásból 90° -kal elforgatjuk, akkor a két kar szerepet cserél és a nyugalmi helyzethez képest való eltolódás az ellenkező irányban lép fel. Tehát a csíkok összes eltolódása: $2 L \beta^2 / \lambda$. E kifejezés mutatja a kísérlet nehézségeit. A Föld sebességét az éterben a csillagászati megfigyelések alapján



2/a. ábra. Fénysugár útja az interferométerben. A fény a felől esik az interferométerbe, f az észlelő távcső. A két kar hosszának egyenlővé tételére az e_1 mozgó tükör szolgál.

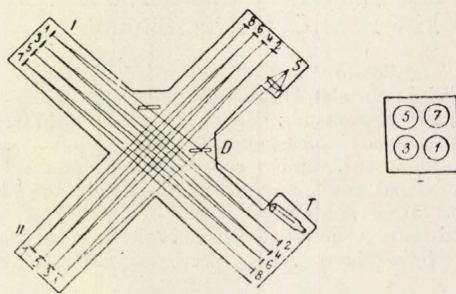
30 km/sec-nak véve $\beta^2 = 10^{-8}$, tehát csak igen hosszú interferométer kar esetén reményteljes a kísérlet. Viszont nyilvánvaló, hogy hosszú interferométer-kar esetén a forgatás nehéz és a mechanikus deformációk okozta hiba sokkal nagyobb, mint a várható effektus. A nehézségeket Michelson úgy küszöbölte ki, hogy interferométerében az interferenciára hozandó nyalábok útját többszörös reflexió segítségével megnyújtotta. (L. 2/a ábra).

Az 1887-ben használt berendezés egy, $1,5 \text{ m}^2$ felületű higanyon úszó, 32 cm vastag homokkőlapra volt szerelve. Így az egész berendezés rázkódás nélkül forgatható. (L. 2/b ábra.) A dobon



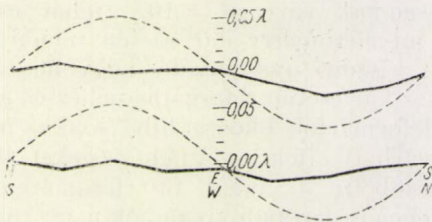
2/b. ábra. Michelson 1887-ben használt berendezésének vázlatja.

levő körosztásnak megfelelő helyzetekben történt az interferencia csíkok helyének a leolvasása. Az észlelések naponta előírt időben történtek, hogy ezzel a Föld-forgás okozta effektust korrekcióba lehessen venni. A fény-út ennél a kísérletnél 11 m volt. 1904-ben egy nagyobb berendezéssel Morley és Miller ismételte meg a kísérletet. (L. 3. ábra.) Ezúttal 32,24 m volt az interferométer-kar hossza. Ezeknél a kísérleteknél a csillagászati effektusokat még gondosabban figyelembe vették, és ennek ellenére az észlelt effektus a várakozás szerintinek egy százalékát is alig tette ki. (L. 4. ábra.) Mindezek az eredmények tehát azt mutatják, hogy a fény az éterhez képest mozgó rendszerben is izotróp módon terjed.¹



3. ábra. Miller 1904-ben használt interferométerének vázlatja. A tükrök egy-egy kar végén egymás felett vannak elrendezve, mint a külön vázlat mutatja.

Az 1921–25. közötti években nagy izgalmat okozott, hogy Miller a kísérlet újból való megismétlésekor az előzőktől eltérő effektust talált. Megismételte ugyanis a kísérletet tengerszinten és 1700 m tengerszint feletti magasságon. (Mt. Wilson). A tengerszinti mérések ismét negatív eredményt

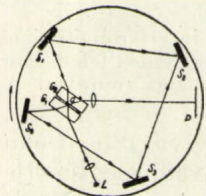


4. ábra. Michelson 1887-beli eredményeit összefoglaló görbe. Abszcissza: az egyik interferométer-kar irányja égtáj szerint, ordináta: interferencia-csík eltolódás hullámhossz egységeiben. A szaggatott görbe a klasszikus számítás szerinti várakozást mutatja.

adtak, a nagy magasságban végzett mérések azonban mutattak bizonyos effektust. Ez az eredmény értelmezhető volna azzal a feltevessel, hogy a mozgó Föld az étert magával viszi, de nagy magasságban, tehát a Föld színétől távol az éter már nyugszik. Ha azonban az effektus reális, akkor a mérések időpontja szerint szabályos ingadozásokat kellene mutatnia a Föld saját mozgásának megfelelően. Ezeknek az ingadozásoknak a meghatározása végett részletes számítások történtek, azonban ezekkel a Miller-féle kísérletek eredménye egyáltalán nem egyezik meg.² Azt kell tehát következtetni, hogy a Miller-féle kísérletekben volt valami szisztematikus hiba; tudomásom szerint azonban máig sem derült ki, hogy ez a hiba pontosan mi volt. Annyi bizonyos, hogy Miller után többször is megismélték a Michelson-féle kísérletet, minden további alkalommal, akár csak megelőzőleg, negatív eredménnyel. Összefoglalva tehát azt lehet mondani, hogy a Michelson-féle kísérlet tanúsága szerint *mozgó rendszerekben is minden irányban egyenlő a fény terjedési sebessége*.

Ez a nagy pontossággal kísérletileg igazolt tény, mint posztulátum, a kiinduló pontja a speciális relativitás elméletének és ennek a matematikai kifejezéséből következik a közismert Lorentz-transzformáció. Amikor a speciális relativitás-elméletnek további kísérleti bizonyítékait keressük, akkor először is a Lorentz-transzformáció érvényességét igazoló kísérletekről kell beszélnünk.

Nyomatékosan hangsúlyoznunk kell, hogy a speciális relativitás-elmélet állítása szerint csak inercia-rendszereket, tehát egymáshoz képest egyenesvonalú egyenletes mozgást végző rendszereket nem lehet egymástól megkülönböztetni, más rendszereket, például forgómozgást végző rendszereket igenis lehet, sokféle kísérlettel is. Híres például a Sagnac-féle kísérlet, amelyet 1925–26-ban a jénai Zeiss-művek laboratóriumában Pogány Béla igen nagy pontossággal megismélt.³



5. ábra. A Sagnac-kísérlet vázlata. Az L fényforrásból kiinduló nyaláb az a félig áteresztő rétegen kettéoszlik és a kerületen elhelyezett S₁, S₂, S₃, S₄ tükrön ellenkező irányban fut körbe. Az interferencia-kép a P fényképező lemezre felvehető.

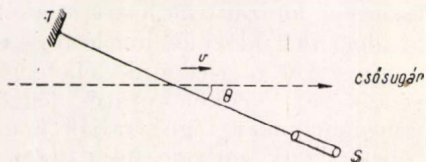
A kísérlet elve a következő. Ha egy korong kerületén tükröket helyezünk el és ezen két koherens nyalábot vezetünk körbe ellenkező irányban (5. ábra), akkor a

két nyaláb egyesülésekor interferenciát észlelhetünk. Ha a korong forog, akkor az egyik nyaláb, t. i. a forgás irányában haladó, hosszabb utat tesz meg, mint az ellenkező irányban haladó és ezért az interferencia-kép el fog tolni: a csíktávolság-egységében számított eltolódás $4\omega F/\lambda c$, ahol F a fény által körülírt terület, ω a korong szögsebessége. A képlet maga mutatja a kísérlet jellegzetességeit: minél nagyobb korong és minél nagyobb szögsebesség esetén várható sikeres eredmény. A kísérlet összeállításának a legfőbb nehézsége az, hogy nagy fordulatszám mellett igen nagy mechanikai merevséget kellett biztosítani. Pogány berendezésében a korongot 1500 fordulat/min sebességgel egy turbina hajtotta és ekkor a tükrökre 500 kg centrifugális erő hatott. A kísérletek — 5–10 perces expozíciós idővel készült felvételek — jobbra és balra forgó koronggal, mintegy 2%-al adtak nagyobb eltolódást, mint amit klasszikus és relativisztikus megfontolások egybehangzóan kívántak.

A Lorentz-transzformáció helyességének egy aránylag újkeletű kísérleti bizonyítéka az ú. n. *másodrendű Doppler-effektus* kimutatása. Akusztikából ismeretes, hogyha egy észlelő és egy hangforrás egymáshoz képest mozog, akkor az észlelő a hangforrás rezgésének a frekvenciáját másnak méri, mintha egymáshoz képest mozdulatlanul állnának. A megváltozott frekvencia azonban függ attól, hogy az észlelő nyugszik-e a hangot hordozó közegben és a hangforrás mozog, vagy megfordítva. Ugyanez a várakozás a fény esetében is, ha feltételezzük, hogy a fény az éter rezgése. A frekvenciaváltozás tehát az éterszemléletre alapított megfontolások szerint nemcsak az észlelő és a fényforrás relatív sebességétől függ, hanem attól is, hogy az éterben melyik nyugszik és melyik mozog. Eszerint a Doppler-effektus pontos mérésével meg lehet határozni, hogy »valójában« az észlelő nyugszik-e az éterben, vagy a fényforrás. Ezzel szemben a relativitás-elmélet ilyen megkülönböztetést nem ismer: a Doppler-effektus mértéke kizárólag az észlelő és a fényforrás relatív sebességétől függ. Az effektus pontos értéke azonban kissé eltér a klasszikus értéktől. Ha egy észlelőhöz képest a fényforrás egyszer távolodik, más-szor közeledik v sebességgel, akkor a fényforrás színének a vörös felé, illetve az ibolya felé való eltolódása középértéke pontosan az eredeti hullámhosszat adja: $(\lambda_+ + \lambda_-)/2 = \lambda_0$. Ezzel szemben a relativitás-elmélet szerint a középérték nem esik össze az eredeti hullámhosszal, $(\lambda_+ + \lambda_-)/2 = \lambda_0 (1 - \beta^2/2)$. Hogy a két kifejezés közül melyik a helyes, azt 1938-ban Ives és Stievel, majd még nagyobb pontossággal 1939-ben Otting⁴ mutatta meg.

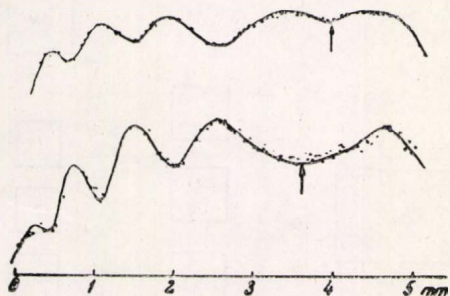
Fényforrásul nagy v sebességre gyorsított csősugár részeket, tehát világitásra gerjesztett ionokat használtak és ezek sugárzásából választottak ki egy éles spektrum-vonalat. A csősugár fényének a vizsgálata egy közepes felbontóképességű spektroszkóppal történt, és pedig a csősugár irányával kis szöget bezáró irányból közvetlenül és ezzel egyidejűleg egy, a spektroszkóp távcsövével szembe helyezett tükrön át. Az elrendezés elvi vázlatát a 6. ábra mutatja. Az S spektroszkóp szempontjából a csősugarak $v \cos \theta$ sebességgel közelednek, a T tükrökből visszavert fényük pedig olyan, mintha

„ $\cos \Theta$ sebességgel távolodó részek bocsátották volna ki. Így tehát a spektroszkópban egyidejű-



6. ábra. A másodrendű Doppler-effektus tárgyalásához.

leg meg kell jelennie a λ_0 -hoz képest mindkét irányban eltoltspektrumvonalnak. Ha a Θ -szög elég kicsi, akkor a kosinusa 1-nek vehető és a két eltoltspektrumvonal hullámhosszáinak a középértékét a korábban adott kifejezésből számíthatjuk ki. Minthogy β értéke még csőszugarak esetén is igen kicsi, például 10 kV gyorsítófeszültség esetén nem ér el 0,005-et, az effektus is igen kicsi lesz. Ha tehát az effektus pusztán létének kimutatásán felül kvantitatív eredményt is akarunk elérni, akkor a hullámhosszmérést igen nagy pontossággal kell elvégezni. Ennek érdekében a kísérleti berendezésben a vizsgált fénynyaláb egy *Fabry-Perrot*-féle interferométeren át jut a spektrográfba oly módon, hogy a spektrográf részére az interferométer adta interferenciagyűrűket képezik le. Ilyen módon a spektrográf adta felvételen a spektrumvonalak hosszában az intenzitás az interferencia-gyűrűknek megfelelően periodikusan változik. (7. ábra.) Anélkül, hogy a mérési eljárás részleteibe mennénk, annyit kell tudnunk, hogy a spektrumvonalak mentén fellépő intenzitásváltozásokból, mint egy interferenciaképből, a spektrumvonalaknak megfelelő hullámhossz igen nagy pontossággal mérhető és így



7. ábra. Az egyik spektrumvonal mentén felvett fotométer görbe.

a két vonal hullámhosszáinak a középértéke is nagy pontossággal adódik. Ha a csőszugarakat előállító ionforrásra kapcsolt gyorsítófeszültséget pontosan ismerjük, akkor a csőszugarak sebessége ugyanilyen pontossággal kiszámítható. Ilyen módon ki lehet számítani a csőszugarak sebességéből várható spektrumvonal-eltolódást és ezt össze lehet hasonlítani a mérési eredménnyel.

Mindkét említett mérés azt mutatta, hogy az eltoltspektrumvonalak hullámhosszáinak középértéke valóban eltér a nyugvó gáz megfelelő spektrumvonalának a hullámhosszától és pedig a várakozás szerint $\beta^2/2$ értékkel, 0,5%-ra pontosan.

Mozgó testek optikai sajátosságaira vonatkozó kísérletek nem csak a fény sebessége és hullámhossza, hanem a kibocsátott sugárzás irányeloszlása szempontjából is érdekesek. — Több, mint 200 éves csillagászati tapasztalat, hogy az állócsillagok az égbolton egy év alatt kis ellipsziseket írnak le, és pedig azért, mert a Föld mozgása következtében a földi észlelő számára a fény terjedésének iránya, tehát a csillagok látszólagos helye megváltozik. Ez a jelenség az *aberráció*, amelyre a kezdetleges korpuszkuláris fényelmélet igen egyszerű magyarázatot tud adni, az elektromágneses fényelmélet azonban csak igen nehézkesen, az éterfeltételezés további bonyolításával tudja a jelenséget leírni. Minden szempontból kielégítő leírást csak a relativitás-elmélet ad, s ennek eredményeit legújabbban mozgó tükrökön történő visszaverődés vizsgálata kvantitatíve is helyes eredménnyel közvetlenül igazolja.⁵ Meg kell említenünk, hogy az aberráció relativisztikus leírása teszi érthetővé a *Compton-effektusban* szórt γ -sugárzásnak a klasszikus módon nem indokolható, sajátosan aszimmetrikus irányeloszlását és a kozmikus sugárzási záporok irányított voltát, eloszlásuk legfőbb sajátosságait.

A *Lorentz-transzformáció* egyik legmeglepőbb állítása az, hogy — hétköznapi szemléletünktől merőben eltérő módon — az egymáshoz képest mozgó koordináta-rendszerek közti helyes átmenet érdekében nemcsak a térbeli koordinátákat kell transzformálni, hanem az időt is. Magyarán mondva ez egyszerűen azt jelenti, hogy az egymáshoz képest mozgó megfigyelők más-más időskálával mérnek, *másképpen jár az órájuk*. Tegyük fel, hogy két fizikus közül az egyik, A, egy inerciarendszerben nyugszik, a másik, B, hozzá képest egyenes vonalú egyenletes mozgást végez (tehát egy másik inercia-rendszerben nyugszik). A fény terjedését mindegyik izotrópnak találja és mindegyik ezen az alapon szabályozhatja be az óráját, sőt be tudja úgy állítani, hogy amikor egymás mellett elhaladnak, akkor mindegyikük órája azonos, mondjuk 0 időpontot mutasson. Ha egy későbbi időpontban azonban B órája t_0 -t mutat, akkor — ezt mondja a *Lorentz-transzformáció* — A óráján

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c_2^2}}}$$

idő olvasható le, vagyis a B órája A-éhoz képest

$$t - t_0 = t_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_2^2}} - 1 \right) \sim \frac{\beta_2^2}{2} t_0$$

idővel késik. Ennek az időtranszformációnak a következménye, hogy a relativitás-elmélet és a klasszikus elképzelés különböző eredményt ad a *Doppler-effektusra* vonatkozólag. Találhatunk azonban az időtranszformációval kapcsolatban sokkal frappánsabb példát és sokkal közvetlenebb bizonyítékot is.

Órán u. i. érthetünk valódi órát, de akármilyen más időmérésre alkalmas fizikai jelenségen alapuló szerkezetet is. Óra szerepét játszhatja pl. egy atommag körül keringő elektron, vagy mérhetünk időt radioaktív atomok élettartamával is. A fenti kijelentés független az időmérés módszerétől. Végsőfokon tehát a B megfigyelő számára minden időmérésre alkalmas jelenség lelassul, például a szer-

vezetében lejátszódó jelenségek is, hőmozgás, kémiai folyamatok, anyagsere, stb. Mindez azt a furcsa következményt vonja maga után, hogy ha pl. A és B ikertestvér, akik a 0 időpontban válnak el, majd később ismét találkoznak, akkor a viszontlátás idején B fiatalabb, mint A. Valójában ennek a kérdésnek a tárgyalása túl megy a speciális relativitás keretein, mert, a »viszontlátás«-hoz az szükséges, hogy a mozgó partner utazása során visszaforduljon, ez pedig gyorsulással jár, koordináta rendszere már nem inercia-rendszer. Éppen ezért ne is merüljünk ennek az ikekkel kapcsolatos és ilyen formában sosem észlelt »óra-paradoxon«-nak a közelebbi tárgyalásába.⁶ Annnyit azonban okv. tlenül leszögezhetünk, hogy bármennyire megdöbbentő ez az eredmény, semmiképpen sem lehet ezt a körülményt a relativitás-elmélet helyes vagy helytelen voltának megítélésére alapul használni. Az elmélet helyességének egyetlen kritériuma az, hogy a tapasztalat eredményeivel mennyire egyezik meg. Nyilvánvaló, hogy az időeltérés v/c -ben másodrendű effektus lévén, a hétköznapi tapasztalataink között nem is lehet olyan jelenséget várni, amelyikben ez az effektus lényeges szerepet játszik. Csak igen nagy, a fényét megközelítő sebességű test vizsgálata mondhat valamit e kérdésben, ha ennek a testnek egyúttal valami olyan sajátossága is van, amelyik időmérésre alkalmas.

A kívánt feltételeknek megfelel a kozmikus sugárzásban felfedezett ún. μ -mezon, mert ez radioaktív atommagokhoz hasonló instabilitást mutat, nevezetesen kb. $2 \cdot 10^{-6}$ sec. alatt egy elektrónra és két semleges részecskére, neutrínóra bomlik. Ugyanakkor a μ -mezonokról azt is tudjuk, hogy a Föld légkörében 16–20 km magasságban keletkeznek. Ennek látszólag ellentmond, hogy tengerszinten is észlelhető mezon, hiszen ide csak mintegy $60 \cdot 10^{-6}$ sec. alatt érhet le még ha közel fénysebességgel halad is. Ennek az ellentmondásnak a megoldása éppen abban áll, hogy mi álló mezon felezési idejét mérjük, vagyis az általunk mért felezési idő a mezon saját ideje. Ha figyelembe vesszük a mezonnak a földi megfigyelőhöz való relatív sebességét, akkor a mezon a Földön nyugvó megfigyelő sokkal gyorsabban járó órája szerint »hosszabb időt él át«. Ez a látszólagos élettartam meghosszabbodás teszi lehetővé, hogy a mezon átjusson a Föld légkörén. Ha a mezonnal egy megfigyelő együtt utazna, akkor az a mezon élettartamát szintén két mikroszekundum körülnek mérné és azért nem lepődne meg, hogy a Föld légkörén végig tud futni, mert hozzáképest az egész Föld futna nagy sebességgel és ez a légkör vastagságát csökkentené le a Lorentz-transzformáció szerint ugyanilyen mértékben.

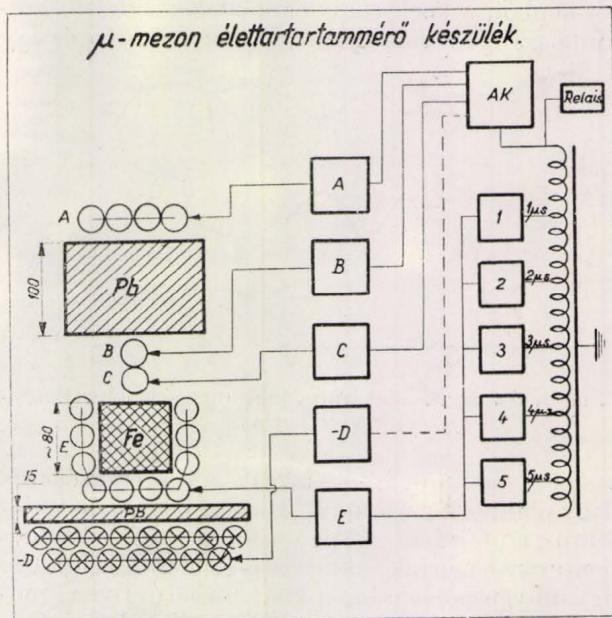
Nézzük meg kissé közelebből, miből áll ennek a relativitás-elmélet szerinti »idődilatáció«-nak a kísérleti bizonyítása.

Először is azt kell igazolni, hogy a mezonok valóban a légrétegben, 16–20 km magasságban keletkeznek. Ez a magas légrétegekben történő mezon-számlálással történik. Mint ismeretes, nagy

energiájú töltött részecskéket ún. számláló-csővekkel egyenként le lehet számlálni. A cső gázterén átfutó részecske ionizáló hatására a csőben egy igen rövid ideig tartó kisülés jön létre, s ezt megfelelő berendezéssel regisztrálni lehet. Mármost ilyen berendezések légkör-kutató léggömbökre szerelve automatikusan regisztrálják a magasság függvényében, hogy milyen intenzitású a kozmikus sugárzásnak a μ -mezonokból álló komponense. Ez a görbe 16–20 km közötti magasságban mutat maximumot, amiből világosan következik, hogy a μ -mezonok zöme valóban ebben a tartományban keletkezik és nem kívülről jön még nagyobb intenzitással.

Az élettartam méréshez számlálócsővekből álló ún. koincidenca és antikoincidenca berendezések szükségesek. Egy koincidenca-rendszeren olyan számlálócsővekből álló rendszert értünk, amelyek a hozzájuk csatlakozó regisztráló rendszert csak akkor »szóltatják« meg, ha az összes csővekben egyidejűleg lép fel kisülés. Antikoincidenca rendszeren viszont olyan számlálócsővekből álló rendszert értünk, amelyek a hozzájuk csatlakozó regisztráló berendezést csak akkor szóltatják meg, ha a berendezés elemeiben a kisülések nem egyszerre történtek.

Koincidenca berendezések segítségével meg lehetett állapítani, hogy a mezonok milyen vastagságú abszorbensen (pl. ólmon) tudnak átmenni. Ezen adat ismeretében a 8. ábrán berendezést lehet összeállítani.⁷ A Pb és Fe abszorbeáló tömbök mérete úgy van megválasztva, hogy a felső



8. ábra. μ -mezonok élettartamát mérő berendezés elvi vázlata.

a μ -mezonok túlnyomó része átmegy, az alsóból azonban már nem lép ki, hanem elbomlik benne. Hogy a felső tömbön a μ -mezonok átmennek, azt az jelzi, hogy az A, B és C számlálócsővek egyidejűleg adnak impulzust, tehát egy koincidenca-

jelzőt működésbe hoznak. Annak igazolására, hogy a vizsgált mezon az alsó tömbből már nem lép ki, a D számlálócsövek szolgálnak, amelyek A , B és C -vel antikoincidenenciára vannak kapcsolva. Ha tehát ezen összetett rendszer (az ábrán AK) jelez, az valóban olyan mezon érkezését jelenti, amely az alsó tömbben megállt. Azt kell még megmérni, hogy mennyi idő telik el a mezonnak az alsó tömbbe való érkezése és elbomlása között. A bomlás terméke egy nagysebességű elektron, amely a bomlás helyén keletkezik és az alsó tömbből kiléphet. Azt kell tehát meghatározni, hogy a mezonnak az alsó tömbbe való érkezése és az elektronnak az onnan való kilépése között mennyi idő telik el. A keletkező elektron az alsó tömb köré rakott E számlálócsövek valamelyikében hoz létre kisülést. Azt kell tehát meghatározni, hogy ez a kisülés mennyivel később következik be, mint az előbb leírt koincidenencia-berendezés adta impulzus. Ennek a késésnek a meghatározása a következőképpen történik. A bomlási elektron által E -ben kiváltott impulzust közvetlenül, a mezon megállását jelző AK impulzust pedig kerülő úton, egy »hosszú« tápvonal beiktatásával mesterségesen megkésleltetve visszük újabb koincidenencia készülékekbe (az ábrán 1,2,...,5). A tápvonal különböző leágazásáig az impulzus más-más, jól meghatározott késést szenved. Az 1,2,... koincidenencia készülékek közül az jelez, amelyikre a kétféle úton menő impulzus egyszerre érkezik. Így tehát meghatározhatjuk, hogy az abszorbensben megakadt mezonok közül hány »élt« pl. 1,2,3, stb. μsec -ig, és ez a statisztika szolgáltatja a mezonok közepes élettartamát.

Meg kell még jegyeznünk, hogy az így mért idő a μ -mezon teljes élettartama, függetlenül attól, hogy a mezon a mérés színhelyére milyen messziről jött. A mezon bomlását u.i. — akárcsak a radioaktív magokét — valószínűségi törvények írják le. Egy radioaktív elem minden egyes atommagja bármely t időponttól számított dt idő alatt ugyanakkora valószínűséggel bomlik el; bármikor kezdünk is el egy mérést, egy meghatározott radioaktív elem felezési idejét mindig ugyanakkorának találjuk. Úgy szokás ezt kifejezni, hogy a radioaktív atommagoknak nincs »előéletük«, s ez érvényes a mezonokra is. — Mindezeket figyelembe véve azt mondhatjuk tehát, hogy a μ -mezonok példája valóban reálisnak mutatja a relativitás-elméletből következő idődilatáció jelenségét. Érdekes hangsúlyozni, hogy a relativisztikus effektus ezúttal nem kis korrekcióként jelentkezik, hanem ez maga a domináló jelenség.

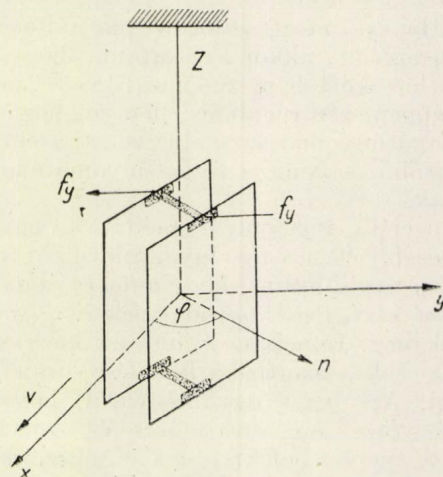
Az eddig elmondottakban olyan jelenségekkel foglalkoztunk, amelyek közvetlenül a Lorentz-transzformáció helyességének bizonyítékául szolgálnak. A speciális relativitás-elmélet állításai azonban olyan jelenségekre is mutatnak, amelyek túlmennek a Lorentz-transzformáció pusztá következményein, mert a speciális relativitás elve többet mond a Lorentz-transzformáció érvényességének a követelésénél. Láttuk, hogy különböző inercia-

rendszerek kísérletileg igazolt közös sajátsága, hogy bennök a fény izotróp módon terjed és — mondtuk — ezt a tényt azzal vesszük figyelembe, hogy a különböző inerciarendszerek közti átmenetnél a Lorentz-transzformációt alkalmazzuk. Különböző fizikai jelenség leírására szolgáló egyenletek már most Lorentz-transzformációnak alávétve alakjukat vagy megtartják, vagy nem. A speciális relativitás elve azt követeli, hogy az *exakt természeti törvényeknek minden inercia-rendszerben változatlan alakban kell érvényesnek lenniük*, tehát Lorentz-transzformációval szemben invariáns módon. A Maxwell-egyenletek az elektrodinamika exakt törvényei, mert Lorentz-transzformáció alkalmazása esetén szerkezetüket megtartják. Ezzel szemben a mechanikai egyenleteket a speciális relativitás elméletének át kellett formuláznia, mert klasszikus alakjukban a Lorentz transzformációval szemben nem voltak invariánsak. Kérdezhetjük, hogy a speciális relativitás-elmélet adta új fogalmazásból levonható következtetéseket mennyire erősíti meg a tapasztalás.

A speciális relativitás elméletének helyessége mellett szóló kísérletek közül az egyik legrégebb — az elmélet születése előtti időből származik — a Trouton-Noble kísérlet. Mindössze a kísérlet elvének ismertetésére szorítkozunk.

Ha egy feltöltött kondenzátort mozgatunk, akkor, egy a fegyverzetek közti erőterre és a mozgás sebességére is merőleges irányú mágneses tér alakul ki. Viszont ez a mágneses tér a töltésekre gyakorol erőt, amelynek az iránya ismét a sebességre és a mágneses tér irányára merőleges.

Képzeljünk el tehát egy kondenzátort, amely úgy van felfüggesztve, hogy egy a kondenzátorlapokkal párhuzamos z tengely körül foroghat és mozogjon a kondenzátor v sebességgel úgy, hogy a lemezek n normálisa a sebességgel φ szöget zár be. (9. ábra) Egyszerű számítással meg lehet mu-



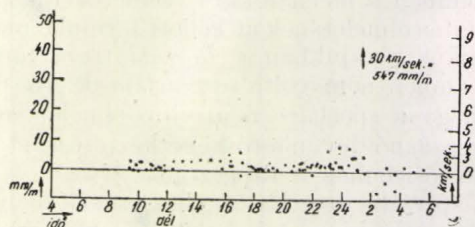
9. ábra. Trouton és Noble kísérletéhez.

tatni, hogy a kondenzátorra egy erőpár hat és az ezáltal létrehozott forgatónyomaték: $U(v/c) \sin 2\varphi$, ahol U a kondenzátor erőterének elektrosztatikus

energiája. E forgatónyomaték a kondenzátor normálisát a sebesség irányára merőlegesen igyekszik beállítani.

Ennek a kísérletnek a legnagyobb pontossággal történt megvalósítása *Tomaschektól*¹⁸ származik és tökéletesen negatív eredményre vezetett, jóllehet a kísérletek pontossága és érzékenysége 30-szor akkora, mint a *Michelson-féle* kísérleté. A mérési eredményeket összefoglaló diagramm látható a 10. ábrán.

A kísérletnek a relativitás-elmélet szerinti értelmezése iskolapéldája annak, hogy a relativitás-elmélet milyen átfogóan egységes módon nyul a fizikai jelenségek leírásához. Ha a relativitás-elmélet apparátusát használjuk fel a jelenség értel-



10. ábra. Tomaschek kísérleti eredményeit összefoglaló görbe. Abszcissza: a mérés időpontja; ordinata: a kondenzátor elfordulása (baloldali skála) illetve az éterszél sebessége (jobboldali skála).

mezéséhez, de pusztán az elektrodinamikai erőhatásokat vesszük figyelembe, akkor még a relativitás-elmélet szerint is kellene effektust kapni. A valóságban azonban nemcsak elektromágneses erők hatnak. A nyugvó kondenzátort tekintve, a töltések közti elektrosztatikus erő azért nem deformálja a kondenzátort, mert a kondenzátorban rugalmas ellenerők ébrednek. Ha tehát a nyugalomban levő kondenzátor — konstrukciójánál fogva — és ugyanígy a mozgó kondenzátor sem deformálódhat, akkor a deformációt megakadályozó rugalmas ellenerők szerepét is számításba kell venni. Ha ezt megtesszük a relativitás-elmélet előírásai szerint, akkor azt kapjuk, hogy a kondenzátorhoz képest mozgó megfigyelő megítélése szerint éppen ezen rugalmas ellenerők hoznak létre olyan forgatónyomatékot, amelyek az elektrodinamikai erőből származó forgatónyomatékot kompenzálják.

A speciális relativitás-elméletnek egyik legnevezetesebb és ma már gyakorlati következményekkel járó állítása az, hogy a tömeg és az energia egymással ekvivalens: m tömegnek $E = mc^2$ energia felel meg. Ennek az állításnak kísérleti bizonyítékát csak a magfizika fejlődése során lehetett megadni. Azt lehet ugyanis várni, hogyha két tömeget vonzó erő tart össze és szétválasztásukhoz E energia befektetése szükséges, akkor ennek az energiának megfelelő tömeg hiányzik a két tömeg alkotta rendszerből. Másszóval a két tömegből álló rendszer E/c^2 -tel kisebb tömegű, mint az alkatrészek tömegének az összege. A kémiai kötési energiák azonban túlságosan kicsik ahhoz, hogy ezt a tömeghiányt észlelni lehessen. A kémiai kö-

tési energiák eV nagyságrendbe esnek. Az ennek megfelelő tömeg pedig 9 nagyságrenddel kisebb, mint egy hidrogénatom tömege. Az atommagok világában ezzel szemben több MeV nagyságrendű kötési energiákkal találkozunk és itt már a tömegdefektus jól kimutatható. Ahhoz, hogy ennek a kérdésnek a kísérleti vizsgálatával részletesen foglalkozhassunk, az atommagfizika kísérleti módszereibe kellene részletesebben betekintenünk.⁹ Ezt már e beszámoló keretei nem engedik meg, csupán annyit kívánok megemlíteni, hogy az atommagok tömegspektroszkópiái tanulmányozása és az atomátalakulásokkal kapcsolatos energia-folyamatok vizsgálatának segítségével a tömeg-energia egyenértékűsége valóban bizonyítható. Érdekes azonban, hogy ezen ekvivalencia számszerű bizonyítása kísérletileg nem pontosabb 0,5%-nál.

Az aránylag nagy hiba onnan adódik, hogy magreakcióknál mindig csak egy-egy elemi részecske beépülése, illetve kilépése során bekövetkező tömeghiány változást lehet mérni, ami sokkal kisebb, mint a vizsgált atommagok teljes tömeghiánya. Tehát a relatív hiba a módszerek jelenlegi fejlettsége mellett aránylag még nagy.

Van egy jelenség, amelyben a tömeg és energia egyenértékűsége úgy tanulmányozható, hogy az egész tömeg sugárzási energiává alakul, vagy megfordítva, azonban ennek a jelenségnek a tanulmányozása sem kedvezőbb kvantitatív szempontból.

Az a jelenség, amelyre céloztam, az úgynevezett párképzés: nehéz magok környezetében egy γ kvantum egy elektron-pozitron párrá alakulhat. E részecskék tömege önmagában véve igen nagy pontossággal ismeretes. A pontos energiamérleg felállításához azonban szükség van a részecskék kinetikus energiájának az ismeretére is, amelyet nagy számú Wilson-kamrás, vagy fotoemulziós mérésből statisztikus úton lehet megállapítani. Ennél a statisztikus kiértékelésnél a legnagyobb előforduló kinetikus energiával kell számolni. Tegyük még hozzá, hogy a használt sugárzás hullámhosszának a mérése sem közelíti meg azt a pontosságot, amelyet a látható, vagy a még hosszabb tartományban megszoktunk. Végeredményben a tömeg-energia ekvivalencia szempontjából kiértékelve a párképzésre vonatkozó mérések eredményét, a hiba megint mintegy 0,5 %.

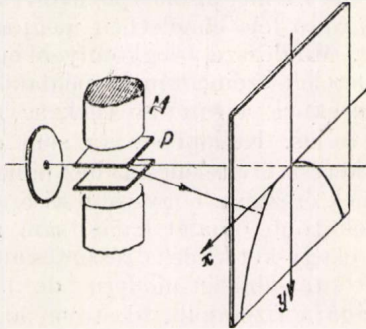
Talán meglepő, hogy a modern fizikának erre a kiemelkedő jelentőségű relációjára nagyobb pontosságú közvetlen bizonyíték nincs. Nyomatékosan kell azonban hangsúlyoznunk, hogy minden kísérlet, amennyire egyáltalán pontos, a reláció helyességét igazolja, neki ellent nem mond.

A tömeg és energia ekvivalenciájával közeli összefüggésben van a relativitás-elméletnek az az állítása, hogy a testek tömege függ a sebességüktől. A v sebességgel mozgó test tömege:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2},$$

ha a nyugvó test tömege m_0 . A tömegnövekmény voltaképpen a kinetikus energiával ekvivalens tömeg. Nyilván ennek az állításnak az igazolása is csak nagy sebességű részecskékkel valósítható meg. Ma már azonban ez a reláció nemcsak elvi érdekességű, hanem az atommagfizikai kísérleteknél használatos nagysebességű részecskéket elő-

állító berendezések, ciklotronok, stb. szerkesztésénél is figyelembe veendő. Az első, inkább kvalitatív bizonyítékot *Kaufmann* kísérletei szolgáltatták¹⁰. Hogy a kísérletet megértsük, nézzük meg, hogyan mozog egy elektron homogén elektromos vagy mágneses erőterben, ha az elektronok sebessége merőleges az erőter irányára. (L. 11. ábra.) Legyen az elektronok sebességének iránya

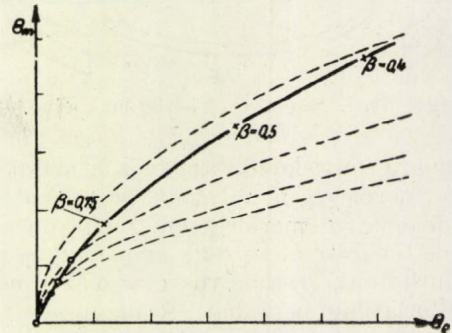


11. ábra. Thomson-parabolák keletkezése.

a koordináta rendszerünk z , az elektromos erőter iránya pedig az y tengellyel párhuzamos. Ebben az esetben az elektronra hat egy y irányú erő: $m\ddot{y} = -eE$. Ebből a mozgásegyenletből megmutatható, hogy a beesés irányában »hosszú« elektromos erőterben az eltérítés szöge $\tan \Theta_e = \frac{e}{m} \frac{l}{v^2} \cdot E$.

Ha a mágneses tér szintén az y irányba mutat, akkor az eltérítés x irányú lesz, mert mágneses térben mozgó elektronra a mágneses tér és az elektronok sebességének irányára merőleges az eltérítés. Most a mozgás-egyenlet $m\ddot{x} = -eHv/c$. Ha az előbbi megfontolást erre az esetre megismételjük, azt kapjuk, hogy $\tan \Theta_m = (e/m) (c/v)H$. Minket most az érdekel, hogy az elektromos eltérítés a részecske energiájával, a mágneses eltérítés pedig az impulzusával fordítva arányos. Ha tehát egy elektron egymással párhuzamos elektromos és mágneses téren fut át, úgyhogy a két erőterre merőlegesen lép be, akkor a beesés irányára merőleges ernyőt egy $y = k_1/mv^2$ és $x = k_2/mv$ pontban éri el. Ha a koordináta rendszer kezdőpontja ott van, ahová az elektronok eltérítés nélkül esnek, és az egyes tengelyek irányát a két tér által külön-külön kapott eltérítés iránya határozza meg, akkor a két előbbi kifejezésből v értékét kiküszöbölve $y = Km^2$ ($K = k_1/k_2^2$), tehát meghatározott tömeggel bíró töltött részecskék nyoma az ernyőn egy parabola mentén helyezkedik el. A most elmondott kísérleti berendezés volt az első ú. n. tömegspektrográf, tehát olyan berendezés, amellyel különböző tömegű töltött részecskékből álló nyalábot tömegek szerint szét lehetett választani. Azok a kísérletek, amelyekben a részecskéknél a fénysebességhez képest kicsi a sebessége, a számításnak megfelelő pontos és éles parabola nyomokat adnak. *Kaufmann* azonban elvégezte ezt a kísérletet igen nagy sebességű elektronokkal is. Egy radioaktív anyag β -részecskéit vizsgálta,

amelyek a preparátumból különböző, a fény sebességét 60–90%-ig megközelítő sebességgel léptek ki. Ebben az esetben azt találta, hogy a részecskék nyoma a felfogó ernyőn olyan görbe, amely a parabolától eltér, és pedig úgy, hogy a nagyobb sebességeknél egyre nagyobb tömegnek megfelelő parabolákat metsz. (L. 12. ábra.) *Kaufmann* mérései ilyenformán megmutatták az elektronok



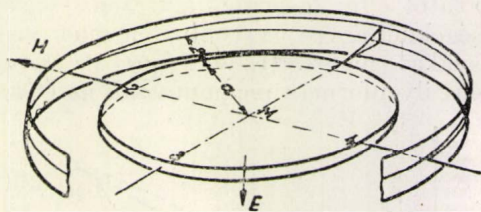
12. ábra. Kaufmann-kísérletéhez. A kihúzott görbe adja a változó tömegű elektronok nyomát a felfogó ernyőn. Szaggatott görbék állandó tömegnek megfelelő parabolákat mutatnak.

tömegének a sebességgel való változását, méréseinek a pontossága azonban nem volt elegendő ahhoz, hogy kvantitatíve is megerősítsék a relativitás-elméletből várható eredményt. Ez pedig igen fontos kérdés volt, mert másfajta elméleti megfontolások szerint, pusztán a klasszikus elektrodinamika alapján *Ábrahám* is levezetett egy másik tömegváltozási formulát, tehát a kísérletnek nemcsak magát a tömegváltozás jelenségét kellett igazolnia, hanem két, egymástól nem nagyon eltérő eredmény között is különbséget kellett tennie.

A most vázolt kísérletnél tehát nagyobb pontosságúra volt szükség, és ezt *Bucherer*¹¹ végezte el. *Bucherer* berendezése lényegében véve egy ú. n. *Wien*-féle sebességszűrőből állt.

A *Wien*-féle sebességszűrő egy sík kondenzátor (lemezei között tehát homogén elektromos erőter van), olyan homogén mágneses erőterbe helyezve, amelynek iránya az elektromos tér irányára merőleges. Ha most a kondenzátorlemezek között egy elektronnyalábot engedünk keresztül, amelynek iránya merőleges mind az elektromos, mind a mágneses térre, akkor azok az elektronok, amelyekre mindkét erőter egyenlő nagy, de ellenkező irányú erővel hat, nem szenvednek eltérítést. Az elektromos erő $-eE$, a mágneses erő $-(e/c)vH$, tehát a kiválasztott elektronok azok, amelyekre nézve $eE = (e/c)vH$, vagyis amelyek sebessége: $v = c(E/H)$. Ettől különböző sebességű elektronok valamilyen irányú eltérítést szenvednek, úgyhogy vagy kiszűrhetők egy diafragmával, vagy felfogja őket maga az egyik kondenzátorlemez. *Bucherer* kondenzátor gyanánt két, aránylag nagy, 4 cm sugarú körlapot használt, mintegy 1/4 mm távolságban egymástól. (L. 13. ábra.) A β -részecskéket kibocsátó radioaktív preparátumot ennek a konden-

zátornak a közepén helyezte el. Ebből a preparátumból minden irányban lépnek ki sugarak és a szűrő különböző irányban más-más sebességű elektronokat enged ki. Az előbbi feltétel azokra az



13. ábra. Bucherer kísérletének elve.

elektronokra vonatkozik, amelyek a mágneses tér irányára merőlegesen indulnak (a rajzon az 1 és 3 pont felé). Erre merőlegesen, tehát magában a mágneses tér irányában csak igen nagy sebességű részek juthatnak ki, amelyekre az elektromos erő-tér gyakorlatilag nem hat. A mágneses tér irányával φ szöget bezáró irányban azok az elektronok léphetnek ki a kondenzátor-lemezek közül, amelyekre nézve $eE = (e/c)vH/\sin \varphi$.

A mágneses tér nincs arra a tartományra korlátozva, amelyben elektromos tér is van, tehát a kondenzátorlemezek közül kijutó részecskék most már magának a mágneses térnek a hatására görbe pályát írnak le. Maximális a kitérés a mágneses tér irányára merőlegesen és semmi kitérés nincs a mágneses tér irányával párhuzamosan haladó részecskékre nézve. Végeredményben tehát egy olyan filmszalagon, amely a kondenzátor lemez-párral koaxiális henger palástjára van kifeszítve, a részecskék egy szinusz görbéhez hasonló nyomot hagynak. Maga a nulltengely úgy rajzolható fel, hogy az erőtereket kikapcsolva az egyenes irányban repülő részecskéket engedik a filmre. A sebességszűrés fenti feltétele a különböző φ szögekhez meghatározott sebességet rendel, a függőleges irányú eltérítés nagyságából pedig, amelyet maga a mágneses tér okoz, a sebességek ismeretében a tömegek nagy pontossággal meghatározhatók. Ily módon elvégzett mérések most már határozottan a relativitás-elméletből adódó tömegváltozási formula mellett döntöttek. Érdeemes még megemlíteni, hogy a tömegnek a sebességtől függő volta nem csupán az elektron saját-sága, hanem minden más részecske esetén is ugyanaz észlelhető, ha sebességük elegendő nagy értéket ér el.

Befejezésképpen szeretném hangsúlyozni, hogy az igen vázlatosan ismertetett kísérletek nem merítik ki a speciális relativitás-elmélet helyességét igazoló kísérletek sokaságát. Szó sem esett azokról a kísérletekkel igazolt eredményekről, amelyek kvantumelméleti problémák relativisztikus tárgyalásának voltak az eredményei, mint pl. a Dirac-féle relativisztikus elektron-egyenlet közelebbi vizsgálata során megjósolt pozitron felfedezése, vagy a Yukawa-féle elméletben megjósolt mezon felfedezése. Mindössze a legkönnyebben áttekinthető kísérleteket szemeltem ki példaképpen, azonban még ezeknek a kísérleteknek az ismertetése sem volt teljes. Kellőképpen ki sem emeltem a kísérletek keresztülvitelének nehéz pontjait. Mégis helyesebbnek éreztem, hogy több kísérlet kapcsán a kérdésnek több oldalát világítsam meg és ne merüljünk el egy-két kísérlet részletes analízisében.

A relativitás-elmélet modern, de nem a legfiatalabb ága a fizikának, idestova 50 esztendő. Ennek ellenére eredményeinek különös, kevésbé, vagy egyáltalán nem szemléletes volta miatt még ma is sok a ferde nézet. Mindenekfelett sokak számára a relativitás-elmélet amellett, hogy nehezen érthető, úgy tűnik, mintha valami bizarr ötlet matematikai formába öntése lenne. Ezzel szemben a klasszikus fizika fogalmainak olyan kritikáját és átformálását adja, amely kritikának a közvetlen tapasztalat képezi az alapjait. Sőt ezen túlmenően még a szemléletnek idegen következtetéseire is megvan a kísérleti igazolás, amint az előbbieken vázoltam. Az elmélet megértéséhez és tanításához egyaránt ezeknek a kísérleti eredményeknek az ismerete ad megnyugtató alapot.

Faragó Péter

Magyar Tudományos Akadémia
Központi Fizikai Kutató Intézete

IRODALOM

- ¹ A kísérlet részletei tekintetében l. Wien-Harms: Handb. d. Exp.-Phys., Bd. 18, 96. old.
- ² Pogány: Mat. Fiz. Lapok, 33, 89, 1926.
- ³ Pogány: Naturw. 15, 177, 1927.
- ⁴ Ottling: Phys. Zs. 40, 681, 1939.
- ⁵ Pal, A. B.: Pakistan J. Sci. Res. 3, 1, 1951. (Phys. Abstr. A, 55, 159, 1952 (Abstr. no. 1433.))
- ⁶ Jánossy: Fiz. Szemle, 1, 3, 1951.
- ⁷ Kiss D.: Fiz. Szemle, 4, 15, 1954.
- ⁸ Tomaschek: Ann. d. Phys. 78, 743, 1925.
- ⁹ Flügge: Nucleonics, 6. köt. 2. sz. 67. old. (1950).
- ¹⁰ Kaufmann: Ann. d. Phys. 4, 55, 1903.
- ¹¹ Bucherer: Ann. d. Phys. 28, 513, 1909.

Az általános relativitáselmélet a megfigyelések tükrében

A gravitáció geometriai elmélete

Mikor a XIX. század közepén a kutatók felismerték, hogy a fizikai jelenségek lefolyásánál az anyag szilárd, cseppfolyós és gáznemű formái mellett lényeges szerep jut az erőternek, rögtön felmerült az igény, hogy a térerősség szemléletes értelmezését megtalálják. Az erőter hatása erő-kifejtésben, energia- és impulzus-átvitelben nyilvánul meg.

Faraday ebből kiindulva a térerősségnek úgy igyekezett reális jelentést tulajdonítani, hogy azt egy mindenütt jelenlevő rugalmas anyagban, az éterben ébredő elasztikus feszültségekkel azonosította.

A XX. század legelső éveiben nyilvánvalóvá vált, hogy az éter-elképzelésben komoly nehézségek rejlenek. A kutatások azt mutatták, hogy

az éter mozgásának hatása semilyen kísérlettel nem mutatható ki. Ez olyan ellentmondó követelményeket támasztott, amelyekkel az éter-hipotézis képtelen volt megbirkózni. Az erőkerek éter-elméletét el kellett ejteni. Ugy látszott akkor, a speciális relativitáselmélet felállítását követő években, hogy nincs lehetőség a tér erő kifejtő, energia-továbbító képességének alaposabb megismerésére, csak a jelenségek többé-kevésbé fenomenológiai leírására kell szorítkoznunk.

Albert Einstein a gravitáció esetében mutatott példát arra, hogy az erőternek a megfigyelések regisztrálásán túlmenő megismerése mégis lehetséges, mégpedig olyan mélyenjáró formában, melynek lehetőségére addig a legkiválóbbak sem gondoltak.

Az 1916-ban Einstein által felállított általános relativitáselmélet a gravitáció jelenségének következő magyarázatát adja. *A térben lévő tömegek közvetlenül befolyásolják a tér geometriai sajátosságait.* A téргеometria Bolyai előtt egyedül lehetségesnek tartott euklidesi szerkezete csak a tömegektől távoli, azok hatásának ki nem tett üres térrészekben valósul meg. Minél közelebb megyünk a térben lévő tömegekhez (égitestekhez), annál erősebb a geometriai törvényeknek az euklidesi törvényektől való eltérése. (Így annál jobban eltér az egységnyi területű háromszög szögeinek összege 180° -tól.) A téргеometriának az euklidesitől való eltérését geometriai mérésekkel elvben ki lehetne mutatni, ehhez azonban állócsillagok közvetlen közelében csillagászati hosszúságú merev mérőrudakkal lefolytatott mérések volnának szükségesek. Ilyen mérések elvégzésére nincs lehetőség. De a téргеometria nemeuklidesi jellege megnyilvánul a fizikai jelenségekben is. Ha a nemeuklidesi térben nem húzható egyenes vonal, akkor a légüres téren áthaladó fénysugár pályája, a magárahagyott test tehetetlenségi mozgása során befutott út sem lehet egyenes. A nagytömegű égitestek közelében kialakult nemeuklidesi, »görbült« térrészen áthaladó testek mozgása szükségképpen eltér az egyenes pályától, alkalmazkodva az illető helyen uralkodó geometriai viszonyokhoz. A megfigyelő mint nagy tömegű gravitációs hatását veszi észre ezt a jelenséget.

Az ismertett elkövetésből következik, hogy egy test d^2r/dt^2 gyorsulása csak a r helyen uralkodó geometriai viszonyok függvénye, független magának a testnek a fizikai adataitól:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = g(r).$$

Szorozzuk meg az egyenletet a test m tömegével:

$$m \frac{d^2r}{dt^2} = m g(r).$$

Ez már a kérdéses test Newton-féle mozgásegyenlete, jobboldalán a gravitációs »erővel«. Látjuk, hogy a gravitációnak a tér nemeuklidesi jellegével való azonosítása, Einsteinnek ez az alapvető gondolata, *természetes magyarázatát adja a baloldalon szereplő tehetetlen tömeg és a jobboldali súlyos tömeg teljes azonosságának.* A gravitáció geometriai elmélete az első, mely a két tömegnek Newton által

felismert »érdekes« egyezését nem véletlennek tekintti, hanem benne egy igen mély természet-törvény egyik megnyilvánulását látja. Einstein ezért mondott köszönetet Eötvösnek azokért a kísérleteiért, melyekben a két tömeg egyezését pontosan igazolta.

A fentiekben felületesen vázolt fizikai gondolatnak matematikai megfogalmazása már nem volt nagyon nehéz probléma. A Riemann által kidolgozott differenciálgeometria megadta a matematikai keretet. Az anyag és az általa befolyásolt geometriai törvények kapcsolatának megalkotásánál a következő szempont volt irányadó: Minden erőternek közös vonása, hogy a tér forrásai (pl. elektromos térnél a töltések) a térerősségek első, a potenciálok második differenciálhányadosaival állanak kapcsolatban. A téregyenletek tehát első- vagy másodrendű parciális differenciálegyenletek. Einstein ezt a gravitációs tér törvényeire is kötelezőnek fogadta el. A törvényeknek még ki kell elégíteniük a relativitás elve által kiszabott követelményeket: az észlelőtől független, objektív összefüggéseket kell kifejezniük. Ezek a szempontok szinte egyértelműen elvezették Einstein a anyag és az általa kialakított téргеometria kapcsolatát kifejező egyenletekhez. Ezáltal meghatározhatóvá vált az egyes tömegek által kialakított tér, meghatározhatók voltak a térben húzható (négydimenziós, tér-időbeli értelemben vett) »legegyszerűsebb« pályák. Ezek gyakorlatilag a Newton-féle gravitációs elmélet pályáival, bolygóellipsziseivel egyeztek meg, azokkal a pályákkal, melyeket a tapasztalat sokszorosan és nagy pontossággal igazolt. *A gravitáció Einstein által adott geometriai elméletének legfontosabb sikere az, hogy a gravitációnak sikerült olyan geometriai értelmezést adni, mely az idők folyamán felállított fenomenológiai törvényeket, mint az $1/r^2$ -es távolságfüggés és a súlynak a tehetetlenséggel való arányossága, egységes koncepcióból vezeti le.* Egyben a fizikai erőter fogalmának a geometriai tér törvényeivel való összekapcsolása az erőter objektív létének bizonyítékát adja. A tömegek közt vákuumban kialakuló és ható erőter olyan reális, mint maga a geometriai tér, melyben a jelenségek, mozgások lefolynak.

Ismeretes azonban, hogy a gravitáció Einstein-féle, illetve Newton-féle elméletéből adódó eredmények közt kisebb eltérések vannak, melyek legtöbbször gyakorlatilag megfigyelhetetlenek, de mégis egy-két esetben mérhető jelenségekre vezetnek. A következőkben ezekre szeretnénk részletesebben rátérni.

A bolygók perihélium-mozgása

Már a múlt században megfigyelték, hogy a bolygók pályája nem pontosan önmagába visszatérő ellipszis-görbe, hanem kisebb-nagyobb eltérések lépnek fel. A leglényegesebb jelenség az, hogy az egyes bolygók pályájának nagytengelye a fókuszban lévő Nap körül (a pálya síkjában maradván) lassan elfordul. Így a legbelső bolygónak, a Merkurnak esetében ez az elfordulás a megfigye-

lések szerint százévenként $574 \pm 1''$ -et tesz ki. (A Földtengely precessziója folytán fellépő látszólagos elmozdulást már korrekcióba vettük.) A bolygó pálya-ellipszisének elfordulása a napközeli helyzetnek, perihéliumnak elmozdulásaként észlelhető.

A megfigyelt perihélium-elmozdulást javarészt a többi bolygó gravitációs hatása idézi elő. Így a Merkurnál a perihéliummozgásból $278''$ -et a hozzá legközelebb eső Vénusz, $90''$ -et a Föld, $3''$ -et a Mars, $154''$ -et a legnagyobb tömegű bolygó, a Jupiter, $7''$ -et a Szaturnusz perturbáló hatása okoz. A többi égitest hatása nem jelentős. A felsorolt perturbációk azonban nem magyarázzák a Merkur-perihélium teljes elmozdulását. Száz évre számítva $a = 42,56 \pm 0,94''$ magyarázatlan marad. Az égi



A Merkúr pályájának elfordulása

mechanikai számítást először Leverrier végezte el, ő mutatott rá a megfigyelési hiba sokszorosát kitevő eltérésre a Newton-féle égi mechanika eredménye és a megfigyelés között. (A közölt érték a ma rendelkezésre álló legpontosabb adat.)

Mikor 1915-ben Einstein a gravitációs tér geometriai elméletét végleges formában felállította, kimutatta, hogy az első közelítésben a newtoni pályákkal azonos eredményre vezet. A pontosabb számításokból viszont az következik, hogy a bolygó számára a Nap terében lehetséges »legegyszerűbb« mozgás nem pontosan ellipszispálya mentén történhetik, hanem a pálya nagytengelyének idők folyamán el kell fordulnia. A 100 év alatt bekövetkező elfordulás

$$a = n \frac{6\pi\gamma}{c^2} \frac{M}{a(1-\varepsilon^2)}.$$

Itt γ a gravitációs állandó, M a Nap tömege, c a fénysebesség, a a bolygópálya félnagy tengelye, ε annak excentricitása, n a 100 év alatt végzett keringések száma. Behelyettesítve a Merkúr adatait annak relativisztikus okból eredő perihéliummozgására $a = 43,03 \pm 0,03''$ adódik. Ez a 2%-os megfigyelés hibán belül egyezik a megfigyelt és bolygó-perturbációval nem magyarázható értékkel. *Az a körülmény, hogy az általános relativitáselmélet a sok évtizedeken át folytatott megfigyelések ezen anomáliáját is százaléknyi pontossággal magyarázni tudta, eredményezte elsősorban azt, hogy az elméletet ma a fizikusok többsége a gravitáció helyes magyarázatának tekinti.* Aki az elméletnek a relativitáselv által szigorúan megszabott felépítését ismeri, láthatja, hogy nem a Merkúr-perihélium mozgásának magyarázatára bevezetett *ad-hoc* feltevéseknek

köszönhető a siker, hanem a jelenség az alap-tételek szükségszerű folyamánya.

Mondhatjuk, hogy a Newton-féle és az Einstein-féle gravitáció-elmélet közti eltérést mindmáig csak ennél a jelenségnél sikerült észlelni. Ezért különösen fontosnak látszik, hogy a további égitesteknél is megfigyeljék a perihéliumelmozdulás felléptét. A Naptól távolabbi bolygóknál a perihélium elmozdulása nagyságrenddel kisebb, mint a Naphoz legközelebbi Merkurnak az esetében. (A távolabbi bolygók a geometriát befolyásoló Naptól távolabb, az euklidesitől kevésbé eltérő térrészekben mozognak.) Hosszabb a keringési idő is, kisebb a pálya lapultsága, ami az ellipszis elfordulásának észlelését nehezíti meg. A megfigyelhetőség mértékének az ea szorzat tekinthető. Ez a többi bolygónál lényegesen kisebb, mint a Merkúr esetében. Viszonylag legkedvezőbb a helyzet a Föld és a Mars esetében. Az általános relativitáselmélet felállításakor kellő pontosságú adatok még nem állottak rendelkezésre. Tekintsük a ma rendelkezésre álló adatokat. A Földpálya perihéliumának elmozdulása 100 évenként $1158 \pm 2''$. Ebből a Merkúr perturbáló hatása $-14''$ -et, a Vénusz $345''$ -et, a Mars $97''$ -et, a Jupiter $699''$ -et, a Szaturnusz $19''$ -et, az Uránusz $1/2''$ -et, a Hold $8''$ -et okoz. A fennmaradó $a = 4,6 \pm 2,7''$ tekinthető relativisztikus effektusnak. A fenti képlet alapján az elméletileg adódó érték $3,8''$. Látható a ma rendelkezésre álló adatok alapján, hogy *a Föld esetében is létezik a többi égitest perturbációjával nem magyarázható perihélium-elmozdulás és az egyezik az általános relativitáselmélet által előrelátott értékkel.*

A Marsnál a megfigyelési lehetőségek valamivel jobbakként, mint a Földnél. Ezért valószínű, hogy a már rendelkezésre álló megfigyelési anyag feldolgozása elegendő lesz a relativisztikus perihéliumelmozdulás kimutatására. A többi bolygónál ez egyhamar nem látszik valószínűnek.

Felvetődött a kérdés, hogy vajjon más égitestek mozgásánál nem várható-e valamilyen effektus, mely különbséget tehet a Newton-és Einstein-féle gravitációs törvény között. Elsősorban gondolni lehet a kettőscsillagokra. Ilyen esetekben, amikor a két egymást vonzó égitest tömege egyforma nagyságrendű, a bolygónál alkalmazott relativisztikus számítás nem használható, hiszen a térgeometria kialakításánál mindkét testnek lényeges szerep jut, míg a Naprendszeren belül a döntő szó a Napé. A kettőscsillag mozgásának lefolyása sokáig az általános relativitáselmélet megoldatlan problémája volt. A nehézségek matematikai természetűek voltak, éppúgy, mint a klaszikus háromtestproblémánál. Csak 1938-ban vezettek Einstein és Infeld közösen végzett approximációs számításai eredményhez. A kapott mozgásegyenletet diszkutálva Robertson kimutatta, hogy a kettőscsillagoknál is az ellipszispálya elfordulása az egyetlen lényeges eltérés a Newton-féle elmélettel szemben. Ennek tapasztalati ellenőrzése a nehezebb megfigyelhetőség miatt a távolabbi jövő feladata.

Ugy látszott, hogy a gravitációs kéttestprob-

léma területén az elméletnek megfigyelésekkel való pontos összehasonlítására a Merkuron kívül nincs több lehetőség, legalább is ami a közeljövőt illeti. Ezért fontos körülmény, hogy Gilvarry az elmúlt évben felhívta a figyelmet az Icarus kisbolygóra. Az Icarust Baade fedezte fel 1949-ben. Ez a Naprendszernek Naphoz legközelebb keringő kisebb égitestje, napközben a Merkúr-pályán belül tartózkodik. (Napközben az intenzív sugárzás szinte felizzítja a kisbolygót.) Az Icarus pályájának perihélium-mozgása eléri a Merkúrénak nagyságrendjét. A megfigyelhetőség azonban sokkal kedvezőbb, ugyanis a pálya erősen lapult, ezért az ellipszis-nagy tengely pillanatnyi helyzete a térben jól észlelhető. A felfedezés óta eltelt néhány év még nem volt elegendő a szükséges megfigyelések összegyűjtésére, de remélhetjük, hogy rövid időn belül az Icarus is lehetővé fogja tenni a gravitáció geometriai elméletének újabb tapasztalati ellenőrzését.

Bolygó	α_{elm}	$\alpha_{\text{megf.}}$	Megfigyelhetőség
Merkur	43,03"	$42,56 \pm 0,94''$	1,000
Vénusz	8,63"	—	0,006
Föld	3,8"	$4,6 \pm 2,7''$	0,007
Mars	1,35"	—	0,016
Jupiter	0,06"	—	0,0004
Icarus	10,05"	—	~ 4

Elektromágneses jelenségek

Az általános relativitáselmélet tisztán gravitációval kapcsolatos ellenőrzésének lehetőségeit áttekintettük. Az elmélet felállítása idején Einstein felvetett még két további jelenséget, melyekben megfigyelhető módon nyilvánul meg a térgeometriának tömegek közelében, elsősorban a Nap körül megvalósuló nemeuklidesi jellege.

Az első jelenség a következő: Üres euklidesi térben egyenes vonalban terjed a fénysugár. Ha azonban a Nap vagy más égitest mellett halad el, nemeuklidesi, »görbült« térrészen kell átfutnia. Ez azt eredményezi, hogy a Nap mellett a fénysugár, csillagfény elhajlik, a csillag más irányban látszik a Földről nézve, ha fénye a Nap mellett halad el, mint akkor, amikor a Nap nincs az égbolt azon részén. Az általános relativitáselmélet egyszerű geometriai-optikai gondolatmenettel, a Napot pontszerűnek tételezve fel, az eltérülés szögét

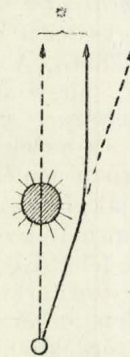
$$\beta = \frac{4}{c^2} \Phi$$

értékűnek adja. Φ a fénysugár pályájának Naphoz legközelebb eső pontjában vett gravitációs potenciál abszolút értékét jelöli. Φ -nek a Nap felületén érvényes értékét behelyettesítve $\beta = 1,75''$ adódik. (A Jupiter mellett elhaladó fénysugár elméletileg várható elhajlása $0,02''$). Az eltérülés nem fogható fel egyszerűen úgy, hogy a fény-részecskére a klasszikus tömegvonzási törvény szerint eltérítőleg hat a Nap gravitációs tere. Ebből u.i. a fent közölt eltérülés fele adódna.

A nap mellett elhaladó csillagfény megfigyelése a Nap intenzív sugárzása miatt nem lehetséges.

Az észlelés csak teljes napfogyatkozás idején végezhető el. Ekkor kell lefényképezni az elsötétült Nap körül a csillagos eget. A fényképet össze kell hasonlítani azzal a felvétellel, amit félévvel később készítenek ugyanezekről a csillagokról, akkor, amikor a Nap nincs az égbolton.

Az 1910-es években Einsteinnek a speciális relativitáselmélet és a foton fogalmának bevezetése



Fényelhajlás a Nap mellett

már meghozta a világhírt. Ezért érthető, hogy a fizikus közvélemény világszerte nagy érdeklődéssel várta az általános relativitáselmélet által megjósolt jelenség tapasztalati ellenőrzését. A légüres térben haladó fénysugár egyenesvonalú terjedése a legegyszerűbb fizikai törvények egyike. Ha ezen »legegyszerűbb« mozgás pályája is elhajlik a jelzett mértékben, az a tér »görbült« volta mellett igen erős érvek tekinthető.

Az általános relativitáselmélet felállítását követő években az első teljes napfogyatkozás 1919-ben volt megfigyelhető az Atlanti-óceán egyenlítői vidékein. A greenwichi csillagvizsgáló két expedíciót küldött ki, egyet Afrika, a másikat Brazília partjaira. Az expedíciók egyik feladata a fénytérülés észlelése volt. A megfigyeléseket maga Eddington vezette. Az észlelések igazolták a fénytérülés létezését. A mért értékek $1,61 \pm 0,30''$, ill. $1,98 \pm 0,13''$ voltak. A második mérés a pontosabb, a két eredmény számtani közepe, $1,80''$ a hibahatáron belül egyezett az általános relativitáselmélet által adott értékkel. A primitív, korpuszkuláris fényelméletből a Newton-féle tömegvonzás alapján nyert eredmény a megfigyeléssel összeegyeztethetetlen.

A megfigyelés nehéz feladatot jelent a csillagászok számára. A fénytérülés okozta eltolódás a fényképlemezen csak néhány század millimétert tesz ki. A napfogyatkozás idején nappal és a félévvel később éjjel készített fénykép felvételi viszonyai erősen eltérőek. Többek közt a nappali és éjszakai hőmérséklet különbsége is olyan hatást idézhet elő a lemez hőkítágulása miatt, mint a mérendő effektus. Az 1919. óta eltelt években minden napfogyatkozást felhasználtak a fénytérülés mérésére, mégsem mondható, hogy a különböző mérések eredményei valamilyen értékhez konvergálnának. A közölt táblázatban azokat az eredmé-

nyeket közöljük, melyeknél a számított hibahatár 0,30"-nél kisebb.

Greenwich 1919	$1,98 \pm 0,16''$
Lick 1922	$1,72 \pm 0,15''$
Potsdam 1929	$2,24 \pm 0,10''$
Moszkva 1936	$2,71 \pm 0,26''$
Yerkes 1947	$2,01 \pm 0,27''$

Az összeállításból leolvasható, hogy az Einstein által előrelátott fényeltérülés kétségbevonhatatlanul létezik és annak nagysága a korpuszkuláris elmélettel nem magyarázható. A megfigyelések azonban arra mutatnak, hogy az észlelt eltérés az elméletileg várható értéknél számottevően, mintegy 25%-al nagyobb, de ez az eltérés nem szárnyalja túl kétségeket kizáróan a mérési hibát.

A fentiek mutatják, hogy a fénygörbülés problémája még nem tekinthető lezártnak. A ma rendelkezésre álló eszközök lehetővé teszik a mérési hibának 0,10" alá való szorítását. (Az 1947-es észleléseket a kedvezőtlen időjárás nehezítette meg.) Ezért várjuk nagy érdeklődéssel azokat a megfigyeléseket, melyekre az idén nyáron bekövetkező teljes napfogyatkozás ad alkalmat. A teljes fogyatkozás most mindössze 2 1/2 percig tart, de a jelenségnek Svédországból történő megfigyelésére a Német Tudományos Akadémia komolyan felkészült.

Einstein egy harmadik jelensége is felhívta a figyelmet, egy olyan effektusra, amelynél az eddigiektől eltérő módon nyilvánul meg a tér-idő szerkezet nemeuklidesi jellege. A relativitáselmélet megmutatta a tér és idő szerves egybetartozását. Ezért érthető, hogy a nemeuklidesi jelleg az idő »koordinátára« is kiterjed. A legegyszerűbb megnyilvánulási formája ennek az, hogy a gravitációs térben lévő óra lassabban jár, mint a teljesen azonos szerkezetű, de a gravitációs téren kívül elhelyezett óra. A Φ potenciálú gravitációs térben lévő óra és a gravitációmentes helyen lévő órák tehát két esemény időkülönbségét különbözőnek mutatják:

$$\Delta t_{\Phi} = \left(1 + \frac{1}{c^2} \Phi\right) \Delta t_0.$$

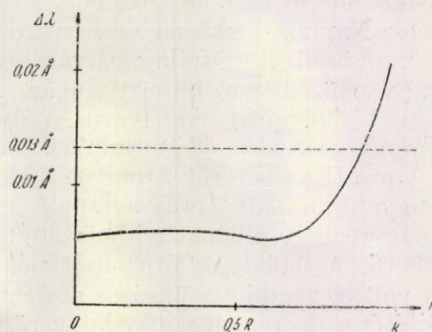
Az effektus tapasztalati ellenőrzéséhez az szükséges, hogy a Nap felületén és a Földön elhelyezett azonos szerkezetű órák járását hasonlítsuk össze. Ilyen órák szerencsére igen nagy számban találhatók ezek az atomok, amelyek »járásáról« az általuk emittált fény periódusa tudósít bennünket. A fenti képlet alapján várható, hogy a Napon kisugárzott fény valamely kiválasztott színeképvonala a nagyobb periódus, nagyobb hullámhossz (a spektrum vörös vége) felé eltolódva jelenik meg a földi fényforrás megfelelő színeképvonalához képest. A várható hullámhossz-megnövekedés viszonyítva az eredeti hullámhosszhoz az előző képlet alapján

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Phi}{c^2}.$$

A Nap felületén $\Phi/c^2 = 2,12 \cdot 10^{-6}$. Így pl. $\lambda = 6100 \text{ \AA}$ -nél lévő hullámhossznál $\Delta \lambda = 0,0129 \text{ \AA}$ vöröseltolódás várható az Einstein-effektus miatt.

A megfigyelésekből régóta ismeretes, hogy a Nap-színeképvben vöröseltolódás valóban létezik.

A pontos mérések szerint ez seholsem kisebb 0,005 Å-nél. A vöröseltolódást azonban számos fizikai körülmény okozhatja: az atomok nagy nyomáson bekövetkező deformálódása, vagy a Nap-légkör radiális áramlásaiból származó Doppler-effektus.



Vörös-eltolódás a Nap-korong mentén

Ezek a hatások legkevesebbé a Napkorong szélén zavarnak. Itt sem a radiális áramlások, sem a mélyebben fekvő rétegek nagyobb nyomása által okozott deformációk hatása nem vehető észre. A Napkorong szélén, a kromoszféra és protuberanciákban végzett megfigyelések valóban azt mutatják, hogy a színeképvonalak vöröseltolódása 0,0005 Å-nél jelentősen nagyobb, sőt az Einsten-effektus alapján várható értéket meg is haladják. Azt kell tehát mondanunk, hogy az elmélet által jelzett vöröseltolódás a Napon lévő atomok fényében valóban fellép, mégpedig az elmélet által megadott nagyságrendben, azonban ismert és nem ismert külső behatások folytán az eltolódás számszerű értéke lényegesen különbözik a relativisztikus értéktől.

Természetesen nagyobb vöröseltolódás várható olyan csillagok színeképvében, ahol a felületen a gravitációs potenciál értéke nagyobb. Ez a helyzet pl. a Szíriusz kísérőcsillagának esetében, melynek tömege a naptömeg 85%-a, de sugara a napradiuszhoz kb. 1/100 része. Ez azt eredményezi, hogy a nagysűrűségű csillag felszínén a gravitációs potenciál két nagyságrenddel nagyobb, mint a Napon a várható vöröseltolódás a látható tartományban néhány tized Ångström ($\Delta \lambda/\lambda \sim 2 \cdot 10^{-4}$) nagyságrendű lehet. A csillag színeképvében valóban erős vöröseltolódás figyelhető meg, ennek értéke $\Delta \lambda/\lambda \sim 10^{-4}$, elég jó megegyezésben az elmélettel. Sajnos a csillag felületén uralkodó fizikai viszonyokat igen kevésbé ismerjük ahhoz, hogy a zavaró effektusok pontos korrekcióbavételének lehetőségéről és az elméleti érték kvantitatív igazolásáról beszélhessünk. (Történetileg itt az általános relativitáselméletnek fordított szerep jutott: a megfigyelt vöröseltolódásból kiszámították a csillag felszínén uralkodó gravitációs potenciál értékét és legelőször ebből következtettek a Szíriusz kísérőjének rá-diuszára.)

Jelentékeny vöröseltolódás figyelhető meg más csillagok színeképvonalain is, elsősorban a nagytömegű és magas hőmérsékletű O- és B-típusnál. Sajnos, a legtöbb esetben a bennünket érdeklő effektus nem választható el a csillag távolodásával kapcsolatos Doppler-eltolódástól. Pontosabb érté-

kek csak olyan csillagoknál nyerhetők, amelyek már ismert sebességű csillagrendszerek tagjai. Ilyenek pl. az Orion-ködbe ágyazott fényes csillagok. Ezeknél a Doppler-effektuson felül fennmaradó vöröseltolódás átlagosan $\Delta\lambda/\lambda = 3,8 \cdot 10^{-5}$. Ez ugyan egy nagyságrenddel nagyobb az elég pontatlanul számítható relativisztikus effektusnál, de mivel ilyen viszonylag nagy eltolódás csak az igen magas hőmérsékletű csillagoknál figyelhető meg, nincs kizárva valamilyen más hőmérsékleti effektus fellépése sem.

Az elektromágneses bizonyítékokra vonatkozólag azt kell tehát mondanunk, hogy az általános relativitáselmélet által előrelátott effektusok felléptét számos megfigyelés mutatja. A zavaró külső körülmények miatt kvantitatív kiértékelésről még nem lehet szó, de nincs kizárva, hogy a tapasztalt értékek eltérnek az elméletitől.

A jövő lehetőségei

Érdekesnek mondható, hogy Einstein az általános relativitáselmélet felállításaakor három tapasztalati ellenőrzés lehetőségét vetette fel és ma is, 40 évvel az elmélet felállítása után, mindössze ez a három effektus képezi az elmélet bizonyítékait a Newton-féle gravitációs elmélettel szemben. Egy olyan diszciplináról lévén szó, melynek fontos szerep jutott a XX. század elméleti kutatásaiban, érdemes foglalkozni ennek okával.

Az általános relativitáselmélet elsősorban a gravitációs tér elmélete. Így minden gravitációs jelenség (szabadesés, égitestek mozgása) tárgyalható az elmélet alapján, a tapasztalás az elmélet következtetéseit megerősíti. Ha azonban olyan jelenségeket keresünk, melyeket a gravitáció Newtontól származó elmélete már nem tud megmagyarázni, akkor kell folyamodni különlegesen erős gravitációs terekhez és különlegesen finom észlelésekhez. A gravitációs tér intenzitását nem áll módunkban laboratóriumi, földi viszonylatban úgy felnövelni, mint ahogy arra az elektromos tér esetében képesek vagyunk. Ezért a megfigyelések a csillagászat területére korlátozódnak. Még az állócsillagok gravitációs tere is igen gyenge a rendelkezésünkre álló elektromos térintenzitásokhoz képest, így a relativisztikus effektusok csak igen kevés esetben mutathatók ki. A bizonyítékok kis száma tehát a gravitációs terek viszonylag gyenge voltával függ össze.

A fenti körülményből következik annak magyarázata is, hogy mindmáig csak sztatikus gravitációs tereket tudtunk megfigyelni. Ismeretes, hogy mozgó elektromos töltések más erővel hatnak egymásra, mint nyugalomban. Mozgás közben a Coulomb-erőn kívül fellépnek a sebességtől függő mágneses kölcsönhatások is. A fénysebességet megközelítő mozgássebességekről ez utóbbiak igen jelentősekké válnak. Az általános relativitáselmélet szerint mozgó tömegek közt szintén várható ilyen nemsztatikus, sebességtől függő gravitációs kölcsönhatások fellépése is. Tekintettel azonban arra, hogy az egymásra ható égitestek sebessége

mindig kicsiny a fénysebességhez képest, ezeket az effektusokat mindmáig nem sikerült kimutatni. Thirring hívta fel a figyelmet arra, hogy viszonylag legkedvezőbb a helyzet a Jupiter esetében. A Jupiternek a saját tengelye körül relatíve gyorsan forgó nagy tömege (forgásidő 10 óra) olyan nemsztatikus gravitációs erővel is hat a Jupiterhez legközelebb keringő holdakra, amely azok mozgását perturbálja. A számítások szerint fellépő perturbációk az eddigi megfigyelések hibahatárának közelébe esnek. Várható, hogy a jelenség a nem túl-ságosan távoli jövőben kimutatható lesz. Ez annál is fontosabb volna, mert ez lenne az első lépés a gravitációsztatikából a gravitációs tér dinamikai sajátságainak tapasztalati vizsgálata felé vezető úton. A megfigyelés az áram mágneses terének felfedezéséhez volna mérhető.

Pár szót szóljunk még a nemeuclidési térszerkezetnek elektromos jelenségekre gyakorolt hatásáról. E területen is számos érdekes jelenségre hívta fel az elmélet a figyelmet. (Pl. *nyugró töltés* is kelthet *mágneses* teret, ha mozgó tömegek *változó térgeometriát* létesítenek körülötte.) Tekintettel azonban arra, hogy erősebb gravitációs tereket csak csillagászati viszonylatban ismerünk, meg kell elégednünk a fénytani vizsgálatokkal. A legelső feladat a fényeltérülés pontos értékének meghatározása. Ez a közeljövőben várható. Ha a megfigyelt érték az elméletitől eltérőnek adódik, ennek két oka lehet: vagy nem elég szabatos a geometriai optikával dolgozó legyszerűsített számítás, vagy pedig nem kielégítő az elektromágneses jelenségeknek az elmélet keretei közé való beillesztése. Az általános relativitáselmélet a testek mozgásának és a gravitációs jelenségeknek egységes, újszerű geometriai tárgyalását adta. Az elektromágneses jelenségek leírására azonban változatlanul átvette a Maxwell-féle elektrodinamika törvényeit. Ilyenformán az elmélet jelenlegi keretei közt az elektromágneses tér csak mint jövevény szerepel. Sok kiváló fizikus, köztük Einstein és Schrödinger évtizedek óta kutatják az elektromágnesség és térgeometria feltételezett közvetlen kapcsolatát. A fényeltérülés tanulmányozása talán ezirányban nyújt majd útbaigazítást.

Mint láttuk, az általános relativitáselmélet minden gravitációs jelenséget a Newton-féle elméleten túlmenő pontossággal ír le, ezenkívül érdekes fénytani effektusokra hívta fel a figyelmet. Az elmélet igazi jelentőségét mégsem ezek az alig kimutatható effektusok adják meg, hanem az, hogy az elmélet a gravitációs tér mibenlétének, a gravitációs és tehetetlen tömeg egyenlőségének olyan mély értelmezését adta, mely magasan az eddigi deskriptív elméletek fölé emeli.

Marx György

Eötvös Loránd Egyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM

- Novobátzky : A relativitás elmélete. (Tankönyv-kiadó).
Clemence, Rev. Mod. Phys, 19. 361. (1947).
Freundlich, Phys. Blätter 9. 14. (1953).
Freundlich, Phil. Mag. 45, 303 (1954).

A Föld vonzása különböző anyagokra

Előadta a Magyar Tudományos Akadémia 1890 január 20-i ülésén *Eötvös Loránd*

Azon tételek között, melyekre Newton az ő gravitáció-elméletét alapította, a legfontosabbak egyike az, hogy a vonzás, melyet a föld földi testekre gyakorol, tömegökkel arányos és anyagi minőségüktől független. Már Newton kísérletekkel igazolta ez állítását. Nem elégedett meg a már előtte ismert iskolai kísérlettel, mely azt mutatja, hogy üres térben a pehely és a pénzdarab egyformán esnek, felhasználta e célra a pontosabban észlelhető ingamozgásokat is. Ingákat szerkesztett, melyekben egyenlő nehézségű, de különböző anyagú testek: arany, ezüst, ólom, üveg, homok, konyhasó, víz, búza és fa lehetőleg egyenlő (körülbelül 11 lábnyi) sugarú köríveken mozogtak, s lengési időiket megfigyelve, nem bírt közöttük különbséget megállapítani.

Newtonnak e kísérletei kétségtelenül sokkal pontosabbak a fent említett iskolai kísérletnél, pontoságuk mégis alig haladja meg az egy ezredet, úgy, hogy szigorúan véve csak annyit bizonyítanak, hogy az ingában használt anyagok nehézségi gyorsulásai között egy ezredrésznél nincs nagyobb különbség. A pontoságnak ez a foka nem tekinthető kielégítőnek ily fontos kérdés eldöntésére, s ez okból *Bessel* 1830-ban klasszikus inga kísérleteinek folyamában szükségesnek tartotta az újabb vizsgálatot. Ő is különböző anyagú ingák lengéseit hasonlította össze. Méréseivel, melyeket arany, ezüst, ólom, vas, zink, sárgaréz, márvány, agyag, kvarcz és meteoritek lengéseire vonatkozólag tett, kétségtelenül megmutatta, hogy ezen anyagok nehézségi gyorsulásai között nem lehet nagyobb eltérés, mint a gyorsulásnak egy ötvenezred része. De nem elég még ez sem; jól mondja *Bessel*, hogy mindég érdekes lesz e tétel igazságát oly pontosággal megvizsgálni, a milyenre a haladó kor tökéletesedő segédeszközei képesíteni fognak.

Különösen két okból kíváncsi e vizsgálat. Először azért, mert Newton tétele veti meg az alapot, hogy a testek tömegét nehézségök által a mérlegen lemérhessük s így a logika megkívánja, hogy az alaptétel helyes volta legalább a pontoság azon határáig bebizonyított legyen, a melyet a mérlegelésben elérhetünk; ez pedig az egy ötvenezredet messze túlhaladja, sőt az egy milliimodot is fölülmulja. Másodszor azért, mert *Newton* és *Bessel* kísérletei csak olyan testekre vonatkoznak, melyek egymástól anyaguk eloszlását illetőleg, aránylag kevésbé különböznek s majdnem teljesen függőben hagyják a kérdést a sokkal ritkább lég-nemű testekre vonatkozólag. *Bessel* kísérleteiből legfőljebb annyit következtethetünk, hogy a levegőre gyakorolt vonzóerő nem különbözik többel a szilárd testekre vonatkozóktól, mint egy ötvenezredessel.

A tömegvonzásra vonatkozó vizsgálódások folyamában az én figyelmem is ráirányult e kér-

désre s a mennyiben megoldása felé egészen más úton haladtam, mint *Newton* és *Bessel* és sokkal nagyobb pontosságot értem el mint ők, érdemesnek tartom okoskodásom menetét és kísérleteim eredményét a t. Akadémiának előterjeszteni.

Az az erő, melynek következtében a testek üres térben a földre esnek, s a melyet nehézségnek nevezünk, két összetevő erőnek t. i. a föld vonzóerejének és a föld forgásából származó középfutó erőnek eredője. Ez a két összetevő erő általában nem egyazon és nem is ellentett irányú, hanem egymással szöget alkot, mely közel egyenlő a geográfiai szélesség pótszögével. Az eredőnek iránya ez összetevőktől függ; világos tehát, hogy a földnek ugyanazon helyén egyenlő tömegű testek középfutó erői egyenlők lévén, e testek nehézségeinek különböző irányúaknak kellene lenniök, ha a reájok gyakorolt vonzó erők különbözők volnának.

Budapesten a középfutó erő a nehézség irányát körülbelül 5' és 56", vagyis 356 másodpercnyi szöglettel téríti el a föld vonzása irányától dél felé. Számítás útján azt találjuk, hogy ha a föld vonzása két egyenlő tömegű, de különböző anyagú testre egy ezredrésszel különböző lenne, akkor e testek nehézségi irányai egymással 0.356 vagyis körülbelül egy harmad másodpercnyi szögletet zárnának be, ha pedig a különbség a vonzóerőben egy húszmilliomod volna, akkor e szögletnek 356/20,000,000 vagyis egy hatvanezered másodperc-nél valamivel nagyobb-nak kellene lennie.

A nehézség irányában netán mutatkozó ilyen kicsiny eltérések felismerésére a függő-ön és a libella nem eléggé érzékeny eszközök. Jól használható azonban a csavarodási mérleg, úgy, mint azt a nehézség irányában mutatkozó kicsiny eltérések felismerésére más vizsgálatoknál is már használtam.

Csavarodási mérlegeimben a vékony platina-drótra akasztott 25—50 centiméter hosszú mérleg-rúd végeire különböző, egyenként körülbelül 30 gramm súlyú testeket erősítettem. A rudat a meridiánra merőlegesen állítván, állását egy vele mozgó és egy másik az eszköz szekrényéhez erősített tükör segítségével pontosan meghatároztam. Azután az eszközt szekrényestül 180 fokkal elforgattam, úgy hogy a test, mely előbb a rúd keleti oldalán volt most már a nyugati oldalára jutott és viszont, s újból meghatároztam a rúd állását az eszközhöz. Ha a két oldalon alkalmazott testek nehézségei különböző irányúak volnának, a rudat tartó drót csavarodásának kellene bekövetkezni. Ilyen azonban nem mutatkozott akkor, ha az egyik oldalon állandóan alkalmazott sárgaréz golyóval együtt a másik oldalon üveg, parafa, vagy antimonit kristályok voltak felfüggesztve; pedig a nehézség irányában 1/60,000 másodpercnyi eltérésnek már egy első percnyi biztosan észlelhető csavarodást kellett volna létesíteni.

Megvizsgáltam ezután különösen azt is, hogyan áll a dolog a levegőre vonatkozólag. Levegőben mozgó testekre a levegő felhajtóerőt gyakorol, mely a kiszorított levegő nehézségével egyenlő s vele ellen tett irányú. Ezért, ha a levegő nehézségének iránya más volna, mint egyéb anyagoké, akkor a fent leírt kísérletekben ennek is a drót megcsavarodásában kellene nyilvánulnia. Természetes, hogy e csavarodás nem a levegőben úszó test súlyával, hanem csak a kiszorított levegőnek súlyával lenne arányos. A végből, hogy ez lehetőleg nagy legyen, a rúd egyik végén üres üveggolyót alkalmaztam, melynek térfogata 120 köbcentiméter, súlya pedig 30 gramm volt, úgyhogy a levegő felhajtó ereje ennek körülbelül 1/200 részével volt egyenlő. Nagy elővigyázat volt szükséges arra, hogy ezen aránylag nagy térfogatú testre a levegő áramlása és a sugárzás zavaró befolyásait kizárjam s a mérleg-

rudat biztos egyensúlyba hozzam. Csak a physika intézet nyugodt pinczejében éjjel és az által sikerült ez, hogy az egyensúlyi helyzeteket fotografáló eszközökkel határoztam meg.

Csavarodást ez esetben sem észleltem, úgy hogy eltérést Newton tételétől még a Bessel méréseinél több mint 400-szor pontosabb kísérleteim sem mutatnak.

Bátran állíthatok annyit, hogy, ha egyáltalában van különbség a különböző anyagú, de egyenlő tömegű testek nehézségei között, úgy ez a különbség sárgaréz, üveg, antimonit és parafára vonatkozólag egy húsz milliomodnál, sárgaréz és levegőre vonatkozólag pedig egy százezrednél bizonyára kisebb.

Megjelent az Akadémiai Értesítő 1890. 1. kötet, 2. füzetében.

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

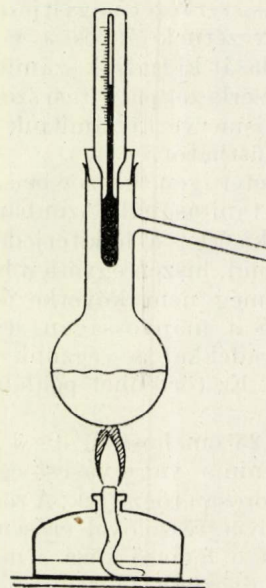
A forráspont csökkenése magasabb helyeken

Magasabb fekvésű helyeken a kisebb légnyomás következtében a víz 100° -nál alacsonyabb hőmérsékleten forr. A jelenség észleléséhez olyan hőmérő célszerű, amely csak kb. $97-101^{\circ}$ között mér, de amellet lehetóleg érzékeny. A közönséges hőmérők ilyen kísérlethez azért kényelmetlenek, mert hosszúak és kis hőmérsékletkülönbségek észlelésére nem elég érzékenyek.

A forráspontnak magasabb fekvésű helyeken bekövetkező csökkenését jól megfigyelhetjük megfelelően átalakított lázhőmérővel. Egy lázhőmérő külső üvegcsövét a végétől 3–4 cm távolságban levágjuk, a skálát kivesszük és a kapilláris legvégét csipőfogóval levágjuk. Ezután kb. 8–10%-os konyhasó oldatot forralunk és másik hőmérővel ellenőrizzük, hogy forráspontja $102-103^{\circ}$ között van-e. Ha igen, ebbe a forró sóoldatba mártjuk be lázhőmérőnket. A felesleges mennyiségű higany eltávolítjuk. Ezután a hőmérőt kivesszük a forró sóoldatból, bizonyos fokú lehűlés után esetleg a kapilláris végét beforrasztjuk néhány mm-es gázlánggal. A skálát visszatesszük és a hőmérő felső, nyitott végét leukoplaszttal lezárjuk. Hőmérőnk így 100° környezetében mér, természetesen csak hőmérsékletkülönbségeket. Ha szükségesnek látjuk, hitelesíthetjük víz forralásával olyan napon, amikor a légsúlymérő pontosan 760 mmHg nyomást mutat, vagy bármikor tenzió táblázat alapján. Érdekes, hogy levegővel telt lázhőmérőnk már nem viselkedik maximumhőmérő gyanánt.

Ha hőmérőnkkel nyitott edényben forró víz hőmérsékletét próbáljuk lemérni, akkor észre vesszük, hogy túlhevülés, stb. miatt a hőmérséklet félfokos ingadozást mutat. Határozott forráspont akkor észlelünk, ha a hőmérő higanyos edényét a gőztérbe helyezzük. Ezért a forralást következő módon hajtjuk végre. 50 cm³-es frakcionáló lom-

bikot félig megtöltünk desztillált vízzel és a lázhőmérőt dugóba erősítve a lombik nyakában rögzítjük. Ügyeljünk arra, hogy a higanyos tartály mindig ugyanabban a magasságban, ugyanabban



a helyzetben legyen. Ezután kis borszeszlámpával forraljuk a vizet. Percek alatt felforr. A forráspontot nagyító használatával kb. századfok pontossággal tudjuk leolvasni. A készüléket kis tartóállványával együtt kiránduláskor magunkkal visszük és magasabb fekvésű helyen megismételjük a forráspont meghatározását.

Budapesten 130 m magasságban, 760 mmHg észlelt légnyomás mellett a forrás a skála $39,00^{\circ}$ -os jelzésénél következett be. A Nagycsikóváron 557 m

magasságban, 720,6 mmHg légnyomás mellett a forrás skálánkon mérve $37,75^\circ$ -nál következett be. A forráspont észlelt csökkenése $1,25^\circ$. A tenzió-

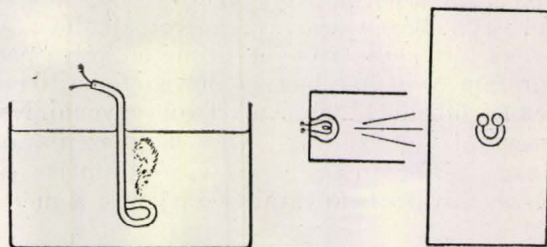
táblázat alapján $1,48^\circ$ -os forrponcsökkenésnek kellett volna bekövetkeznie.

Vermes Miklós

Áramlásos hőterjedés bemutatása

10–15 cm széles, 10–20 cm magas négyszögletes üveggádat vízzel töltünk meg és villamos merülőforralót lógatunk bele. Az üveggádat pontszerű fényforrással, árnyékvetítéssel kivetítjük 1–2 méter messze levő ernyőre, vagy falra. Pontszerű fényforrás céljára alkalmas például 12 volt 50 wattos autóizzó. Amint a merülő forraló áramát bekapcsoljuk, vetítésben látható a meleg víz felfelé áramlása. A meleg víz kissé eltérő törés-

mutatója okozza, hogy áramlása a vetítésben láthatóvá válik. (Schliere-vetítés.)



Vermes Miklós

Módszer fémek lineáris hőkiterjedésének megvizsgálására

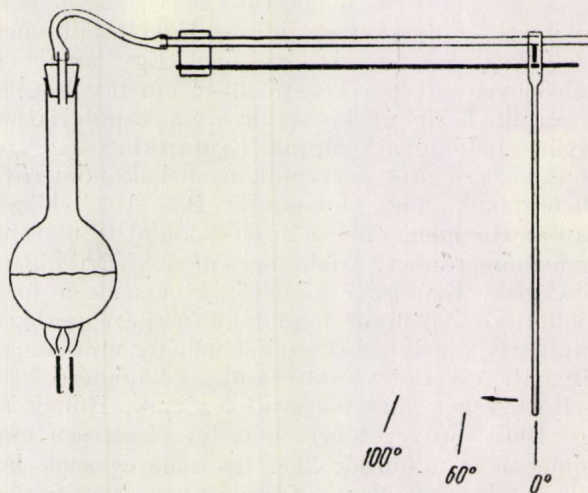
Igen sok szertárban megtalálható egy készülék fémek hőkiterjedésének bemutatására. Az eszköz lényeges része hosszú, vékony fémcső; ennek egyik vége rögzítve van, másik végének apró elmozdulását mutató szerkezet nagyítja meg. A csövön forró vízgőzt vezetnek át és a cső megnyúlik. Meghosszabbodását ki tudjuk számítani, ha ismerjük a mutató szerkezet nagyítási szorzóját. A meghosszabbodást ismerve kiszámítjuk a lineáris hőkiterjedési együtthatót.

Ezt a kísérletet igen sokszor be szokás mutatni a hőkiterjedés tanításánál. Azonban ne felejtjük el, hogy ez a kísérlet a hőkiterjedés törvényéről semmit sem mond, hiszen egyetlen hőfokon észlelt megnyúlásból még nem következik a linearitás törvénye. Ezen a hiányosságon segíthetünk, ha egy másik folyadékkal is végzünk kísérletet egy másik hőfokon. Ez történhet például a következő módon.

Körülbelül 25 cm hosszú, 3–5 mm átmérőjű vörösréz, alumínium, vagy vaseső egyik végét egy léccel együtt szorosan rögzítjük. A rögzítés helyétől 20 cm-re a csövet reszelővel erősen bekarcoljuk, azután a léccel és a fémcső közé 5 mm széles fémlemez csíkot helyezünk. A fémlemez egyik szélé a fémcsövön, másik szélé a léccen levő karcokba támaszkodik. A fémlemezhez mint mutatót 20 cm hosszú hurkapálcát erősítünk; ha a fémcső meghosszabbodik, az 5 mm-es fémlemez kissé elbillen és elfordítja a mutatót. Jelen esetben a mutató nagyítása 40-szeres. Ezzel a nagyítással a melegezett fémcső nyúlása máris megfigyelhető, de még hatásosabb, ha a mutató végét 5×5 -ös méretű diaposzitiv vetítő kondenzora előtt hagyjuk mozogni és mozgását kivetítve nézzük. Ha vetítőlencsénk gyújtótávolsága 7,5 cm, az ernyőtávolság

pedig 150 cm, akkor a vetítés 20-szoros nagyítást hoz létre és a teljes nagyítás 800-szoros. A mutató végére érdemes kis darab 0,1 mm-es drótot erősíteni, hogy a kivetített képen a mutató vége definiáltabb legyen.

A fémcső rögzített végére félméteres gumicsövet húzunk, amely gumidugóhoz csatlakozik.



Kísérletünk kezdetekor, a 20° -os teremben megjelöljük az ernyőn a mutató végének a helyét. Ezután 100-as gömb lombikban 30–40 cm³ klóroformot forralunk fel (forráspont 60°) és a gumidugót a lombikra dugjuk. A mutató vége azonnal elmozdul és új helyzetben áll meg. Ismét megjelöljük a mutató helyzetét az ernyőn. Méretezésünk mellett az elmozdulás deciméteres nagyságrendű. Ez az elmozdulás, megnyúlás 40° -os melegítéshez tartozik. Ezután másik 100-as gömb lombikban 30–40

cm³ vizet forralunk fel és a gumidugót átdugaszoljuk a kloroformos lombikról a forróvízes lombikra. A mutató azonnal továbbindul és új helyzetben áll meg. A második és harmadik mutatóhelyzet közötti különbség ismét 40°-os melegítéshez tartozik (100° — 60°). Az ernyőn szembetűnően látszik, hogy 40°-os melegítés mindkét esetben ugyanakkora megnyúlást okozott, tehát a megnyúlás egyenesen arányos a hőmérsékletváltozással. Jól összeállított készülék mellett, kis gömblombikban nyílt lánggal melegített kevés folyadékmennyiségknél a kísérlet percek alatt bemutatható és az

eredmény minden számolás nélkül azonnal nyilvánvaló. Természetesen azután kiszámítjuk az adatokból a lineáris hőkiterjedési együtthatót.

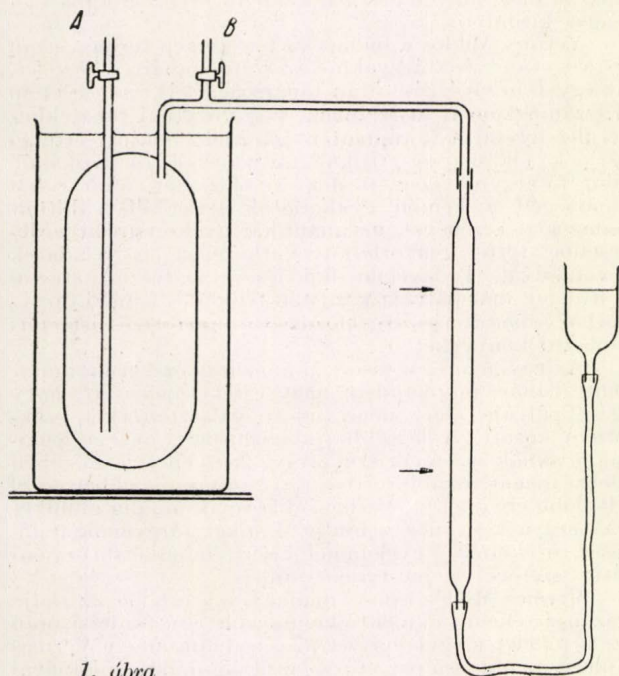
A kísérlet egyéb összeállítású készülékekkel is elvégezhető, az újítás benne a 60°-on forró kloroform használata. Esetleg bővíthető a kísérlet metilénkloriddal (40°), benzollal, vagy alkohollal (kb. 80°), butilacetáttal (kb. 120°) stb. A megnyúlás még nagyobb megnagyítása esetében (hosszabb cső, hosszabb mutató, nagyobb ernyőtávolság) a szerkezettel szobahőmérséklet is mérhető.

Vermes Miklós

Készülék a gáztörvény bemutatására

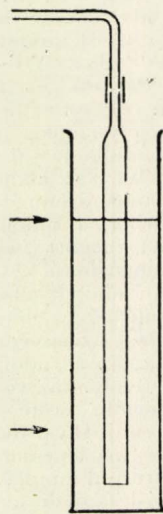
Igen nevezetes tapasztalati tény, hogy minden gáz az anyagi minőségtől függetlenül melegítéskor egyformán terjed ki. A leírt készülék ennek a ténynek, valamint a Gay—Lussac-törvényeknek bemutatására szolgál.

A kísérlet kezdetekor a tartályt például 15°-os vízbe mártjuk, kis idő múlva a csapokat elzárjuk és a levegő térfogatát megjelöljük, feljegyezzük. Ezután a tartályt 25°-os vízzel vesszük körül. A levegő kiterjed, a záró folyadék leszorul. A kör-



1. ábra

A készülék lényeges része egy hosszúkas üveg-edény, amelynek belső térfogata 273 cm³. Az edény fenekére csappal elzárható vékony üvegcső vezet le (A). Egy második, kétszer meghajlított vékony üvegcső a gázmérőcsőhöz vezet; ehhez oldalt szintén üvegcsapos cső csatlakozik (B). Gázmérőcsőnek jól megfelel bürettacsó vagy cm³-es beosztású mérőpipetta. A gázmérőcső alsó végéhez csatlakozik a zárófolyadékot tartalmazó körte. Azt is megtehetjük, hogy a gázmérőcső alsó végét vízzel telt hosszú mérőhengerbe mártjuk be és a mérőhenger felle mozgatásával érjük el az eredeti nyomás visszaállítását.



2. ábra

tét leeresztjük egyenlő folyadékszintig. 10 cm³-es. térfogatnagobbodást észlelünk 10°-os melegítés hatására, tehát levegőnél 1°-os melegítés a térfogat $\frac{1}{273}$ -ad résszel való növekedését okozza.

Ezután a csapokat kinyitjuk, a záró folyadékot visszavisszük eredeti helyére, a tartályt újra 15°-os vízzel vesszük körül. Második kísérletünkben a levegőt világítógázra cseréljük ki. Nyitott csapok mellett A-nál vezetjük be a világítógázt és a kivezetésnél, B-nél meggyújtjuk, hogy jelenléte észlelhető legyen. Újra elzárva a csapokat 25°-os vízzel vesszük körül a tartályt és 10°-os melegítés hatására ismét 10 cm³-es térfogatgyarapodást tapasztalunk. Tehát a világítógáz kiterjedési együtthatója is $\frac{1}{273}$.

Vermes Miklós

EGYESÜLETI ÉLET

ÜNNEPÉLY

NOVOBÁTZKY KÁROLY 70. SZÜLETÉSNAPIJA ALKALMÁBÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat karöltve a Magyar Tudományos Akadémiával és az Eötvös Loránd Tudományegyetemmel, 1954 márc 5-én bensőséges ünnepséget rendezett *Novobáitzky Károly* kétszeres Kossuth-díjas akadémikus 70-ik születésnapja alkalmából.

Az ünnepi ülést *Jánossy Lajos* Kossuth-díjas akadémikus nyitotta meg. *Novobáitzky Károly* munkásságát méltató ünnepi beszédet *Marx György* egyetemi docens tartotta. Beszédében kiemelte, hogy *Novobáitzky* kutatási területét mindig a fizika legmélyebb problémái közül választotta. *Novobáitzky* volt az, aki hazánkban a tér-elméleti kutatásokat meghonosította. Befejezésül *Marx György* *Novobáitzky* Károly érdemeiben gazdag, példászerű pedagógiai működését ismertette. (*Novobáitzky* akadémikus életét és munkásságát februári számunkban ismertettük részletesen.)

Az üdvözlések során *Rusznay István* a Magyar Tudományos Akadémia, *Andics Erzsébet* az Oktatásügyi Minisztérium, *Kárteszi Ferenc* a Matematikai-Fizikai-Kémiai Kar, *Gyulai Zoltán* az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, *Selényi Pál* és *Neugebauer Tibor* a magyar fizikusok, *Faludi Béla* a Természettudományi Pártbizottság, *Farkas István* az egyetemi hallgatók nevében üdvözölte *Novobáitzky* akadémikust.

Rusznay István üdvözlőbeszéde után átnyújtotta az ünnepeltnek a munkaéremrendet. Ezután *Novobáitzky* akadémikus válaszolt az üdvözlőbeszédre:

»A párt, a minisztérium, az Akadémia, a Kar, a fizikus szaktársaim és az ifjúság részéről magas kitüntetés kíséretében oly meleg jóindulat áramlott felém, hogy objektív gondolkodással azt kell magamban megállapítanom: személyem ez alkalommal tisztán egy idealizált portré tartójának szerepét játssza. Ha meg-gondolom, hogy a politika, a tudomány és a kartársi közösség három fóruma mögött micsoda értékek rejtőznek, tehát milyen magasfokú követeléseket támasztanak, egy pillanatig sem lehetek kétségben aziránt, hogy az elismerés egy ideálisan helyes életűnek szól, de csak nagyon kicsiny mértékben az enyémnek. Amit egészen a magaménak vallhatok, az a tudománynak szenvedélyes szeretete. Egész életemben az volt az érzésem, hogy nincs nagyobb intellektuális öröm, mint a természet törvényeivel megismerkedni. Ha pedig hébe-hóba sikerül a megismerés útján egy kis lépéssel előbbre jutni, oly jutalom, mely mellett eltörpül minden fáradtság. A tudomány szeretete a forrása annak a megkülönböztetett tiszteletnek, mellyel tudós tanártársaim iránt viselkedtem. Mikor most abban a kevéssé megérdemelt elismerésben van részem, hogy kedvezően emlékeznek meg személyemről, nálam senki jobban át nem érezheti ennek a kitüntetésnek a súlyát. Kérem elvtársaimat, legyenek meggyőződve, hogy szerény munkám legszebb jutalmát látom benne. Mindnyájunk meggyőződését tolmácsolom, mikor kimondom, hogy pártideológiánk a tudományos munkát új etikával gazdagította. Értelmünk kutatótevékenysége ma új érzés melegségével párosul. Nem állunk meg a felvetett tudományos probléma megoldásánál, érezzük, hogy még csak félmunkát végeztünk, ha nem sikerül eredményünket produktív módon beállítani a kultúra vagy a népgazdaság szolgálatába. Ez az elérendő cél, mely vaskövetkezetességgel folyik a dolgozó nép egységes organizmusának életakaratóból. Az Oktatásügyi Minisztérium és a Magyar Tudományos Akadémia, mint a hazai tudomány irányítói, e cél köré csoportosították gazdag programjukat. Az ifjúság nevelése, az érett tudós kutatása ennek a nagyszabású ideológiának irányelvei szerint történik. Meg kell mondanom, hogy saját szerény eredményeim sohasem állottak értékelésnek azon a fokon, mint az a biztató ígéret, hogy tanítványaim és a fiatal munkatársaim közül néhány kiemelkedő tehetség a jövőben magyar fizika határozott érték-

kévé fog válni. Szociális becsúszással telített új erők hatják majd át a saját területükön a dolgozó közösséget és járulnak hozzá a szocializmus építéséhez. A napokban mondtam egyik munkatársamnak: az a tudat, hogy ez a nemzedék környezetemben fejlődött, elég ahhoz, hogy tartalmasnak nevezem életemet. Hogy a mi népi demokráciánk mennyire hálás a neki szentelt munkáért, sőt pusztán a jószándékért is, azt most saját példámon láthatja ez a fiatal gárda, mikor csekély szolgálatért fölzött mértékkel adja az elismerést. Mikor ezért az elismerésért újlag köszönetet mondok, hadd tegyek egy objektív megállapítást. A hetvenedik életév nem jelent határkövet. Az igazi öregség abban a pillanatban kezdődik, mikor az ember nem a jövőbe, hanem a múltba néz. Hallom az ellenvetést: öreg embernek nincs jövője. Itt a tévedés. Nem a saját jövőmből nézek, nézek a mi nagy dolgozó közösségünk jövőjébe, együtt menetelek vele a haladás útján, hadd érintsen meg életerejének lehetete, s akkor, ha egy szép napon orra bukom, fiatalon halok meg.«

1954. ÉVI KOSSUTH-DIJASAINK

Vermes Miklós

Akik *Vermes Miklós* és pedagógiai munkásságát ismerik, nagy örömmel értesültek arról, hogy korábbi munkásságáért Kossuth-díjjal tüntette ki. Nézzük meg, milyen értékek és eredmények jutalma ez a magas kitüntetés.

Vermes Miklós a budapesti egyetemen természettan és vegytan szaktárgyakból szerzett tanári oklevelet. Az egyetem elvégzése után tanársegéd lett az egyetem II. számú kémiai intézetében. Bár vegytani tanszékhez került, folytatta korábban megkezdett doktori értekezésének elkészítését fizikai tárgykörből és fizikából, mint főtárgyból szerzett doktori oklevelet. Mint fiatal tanársegéd a kémiai gyakorlatok vezetésében kitűnt pedagógiai érzékével, az analitikai gyakorlatokat érdekesebbé tette gyakorlati vonatkozások és feladatok bevonásával. Pedagógiai fejlődésére kedvező hatással volt, hogy már pályája kezdetén fizikai és kémiai tárgykörből ismeretterjesztő előadásokat tartott és ismeretterjesztő könyveket írt.

Az egyetemről a fásori gimnáziumhoz került tanárként. Tanári munkájában nagy értéket jelentett, hogy egész pályája alatt nem tudott választani két szaktárgya között. A legtöbb pedagógusnak, még a legkiválóbbaknak is, egyik szaktárgya kedvence lesz, ebben képezi magát tovább, ezt szereti tanítani és ebben éri el a legjobb eredményt. *Vermes Miklós*nak mindig mindkét szaktárgya kedvence maradt. Mindkét tárgyának fejlődését, irodalmát figyelemmel kíséri, mindkettőt rajongásig szereti és mesterien tanítja.

Vermes Miklós tanári munkájának értékét az tudja igazán értékelni, akinek alkalmá volt egy tanítási órán azt a tökéletes egybeforrást megcsodálni, amely *Vermes Miklós* az óra első percétől az utolsóig minden diákjával egybefűzi. Az óráin nem igen akad figyelmetlen tanuló, a legközbösebb gyermek sem tud érdekes és végig vidám hangulatú órávezetése alatt érdektelen maradni, önkénytelenül bekapcsolódik a közös munkába, amely az egész óra alatt tökéletes egységben folyik. Hogyan sikerül ezt az egységet, amely bármilyen irányú kollektív munka példaképe lehet, *Vermes Miklós*nak megteremtienie? Az osztály és a tanár tökéletes kapcsolatának létrehozásában *Vermes Miklós*nak első eszköze az érdeklődés felkeltése és állandó lekötése. Ezt részben azzal éri el, hogy a tanítási anyag legelvonatottabb részét is össze tudja kapcsolni a gyakorlati élettel, minden elméletnek rá tud mutatni gyakorlati vonatkozására, de a gyakorlati vonatkozásokon túl a legtöbbször aktualitást is tud a tanított anyagnak adni, össze tudja kapcsolni mai életünk feladataival, céljaival, legújabb eredményeivel. Abban az időben, amikor a C-vitamin, mint szintetikus gyógyszer éppen csak megjelent és még kevesen láttak

kristályos C-vitamint, Vermes Miklós már szerzett belőle és az újdonság bemutatásával a vitaminok szemléltetésre kevés alkalmat nyújtó, ezért a tanulók számára kevésbé vonzó órát érdekessé és élményszerűvé tette.

Az érdeklődés biztosításában másik eszköze kiváló kísérletező készsége és a kísérletezés érdekében akadályokat nem ismerő szívós akarata. Minden jelenséget, amely erre egyáltalán lehetőséget nyújt, kísérletben mutat be tanítványainak, a szükséges eszközöket és anyagokat a legnehezebb körülmények között is előteremti, nem ismeri azt az akadályt, hogy »nincs rá fedezet«. Szertárában mindig megvoltak a legújabb tanítási eszközök, amint azoknak a használhatóságáról meggyőződött. Nem ismer fáradtságot és nem kíméli az időt a kísérletek előkészítésében. A jelenségek többféle kísérleti megoldása közül kiváló érzékkel választja ki a legtanulmányosabbat. De nemcsak maga kísérletezik, hanem minden lehetőséget megragad arra, hogy a kísérlet örömeiben és nevelő hatásaiban tanítványait is részesítse. Tanítványainak sok örömet szerzett fizikai és kémiai gyakorlataival.

Tanítványainak megnyerésében harmadik eszköze közvetlen, minden külsőségtől, formáságtól és nagyképűségtől irtózó egyénisége. Osztályában mindig rend és fegyelem van, de fegyelmezésre nincs szüksége. Tanítványai előtt tudása, tárgy- és ifjúságszeretete szerez tekintélyt és nem a tekintély elismerését jelentő külsőségek megkövetelése. Óráin szereti a tréfát, a komoly és megfeszített szellemi munka feszültségét gyakran oldja fel az osztályban az egészséges, fiatalos kacaj. Óráit a komoly és mégis vidám munka jellemzi. Tanítványait méginkább megnyeri azzal, hogy nemcsak a munkaidejét, hanem pihenését is legtöbbször megosztja velük. Mint szenvedélyes turista, aki régebben az Alpok két- és háromezres csúcsait járta, vasárnapjait rendszerint a hegyek között tölti. Ezekre a túráira magával viszi tanítványait és a vidám szórakozás mellett felhasználja a nevelésre a fesztelen együttlét kedvező és igen hatékony alkalmát.

Vermes Miklós pedagógiai tapasztalatait, tanítási módszerét nem tartja véka alatt, hanem igyekszik átadni kartársainak és a fiatalabb tanárnemzedéknek. Sok előadást tartott és tart a tanítók szakosító és a tanárok átképző és továbbképző tanfolyamain. Ezek az előadásai ép oly élvezetesek a tanárok számára, mint órái a középiskolai tanulóknak részére. Bemutatott kísérletei, az anyag egyes részeinek sokszor igen újszerű, egyéni tárgyalási módja bizonyára sokban járult hozzá a középiskoláink munkájának javításához. Előadásain kívül középiskolai tankönyvei járultak hozzá az ország középiskolai fizika- és kémiatanításának fejlesztéséhez és tökéletesítéséhez.

Vermes Miklós szaktudását és pedagógiai rátermettségét méltányolva, többször hívták már őt az egyetemre vagy más magasabb állásba. Ő ezeket a meghívásokat mindig elhárította, mert a középiskolához köti az ifjúság szeretete, a fiatalok tanításának öröme. Minden pozíciónál többre becsüli a természet megismerésekor, jelenségeinek megértésekor tanítványainak szemében felcsillanó tüzet és a kiváló mester felé áradó szeretetet. Szívából kívánjuk, hogy a magas kitüntetés adjon további lelkesedést értékes munkásságához és mint gyakorló gimnáziumi vezető tanár és az egyetemen a fizikatanítás módszertanának előadója, neveljen sok hozzá hasonló hivatásérzettel eltelt, nagy tudásból merítő és az ifjúság nevelésének élő kiváló tanárt.

Ács Ernő

Ács Ernő elvtárs hosszú évek óta hivatali munkaköréből kifolyólag is, de ezen messze túlmenően, útjait kérdésekkel foglalkozik. Az ő érdeme a magyarországi geofizikai kutatások számára 24 csatornás reflexiós szeizmikus berendezés elkészítése, amelyért 1952-ben Kossuth-díjjal jutalmazták.

1954-ben másodszor tüntették ki Kossuth-díjjal az általa feltalált és laboratóriumi modellben kivitelezett automatikus telefonközpont elkészítéséért. Ez a

találmány a telefonszakkörökben ezres központ néven ismert, újrarendszerű, az eddigi automata központi rendszerektől teljesen eltérő, elektronikus vezérelt telefonközpont. Az eddigi kutatások szerint mintegy harmadrésznyi anyag- és helyszükségletet kíván a régi típusú felépítéssel szemben.

A laboratóriumi modell jelenleg a teljes kifejlesztés előtt áll, most van folyamatban az első önálló főközpontként forgalmi szolgálatba bekapcsolt prototípus legyártása.

A MAGYAR SZOVJET BARÁTSÁGI HÓNAP ELŐADÁSAI

A Magyar Szovjet Barátsági Hónap keretében az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a következő előadásokat rendezte:

március 1-én *Román Pál*: Szovjet kutatások az elemi részecskék elméletének köréből.

március 8-án *Ankét*: Fizikusok képzés hazánkban, a Szovjetunióban és más baráti országokban.

március 29-én *Gergely György*: Lumineszcencia-kutatások a Szovjetunióban.

Az alábbiakban megkíséreltem röviden jellemezni az előadásokat és az ankétot.

Jól sikerült *Román Pál* előadása. Az előadó a szovjet irodalmat szemlátomást ismeri és a tárgykörbe vágó szovjet dolgozatokat kimerítően ismertette. Ugyanakkor szaktudását és tapasztalatát latbavetve nem szorítkozott a referált dolgozatok száraz felsorolására, hanem igen áttekinthető, logikus rendszerbe csoportosította a szovjet elméleti fizikusok munkásságát. Ennek tudható be, hogy a szokottnál valamivel hosszabb előadást a hallgatóság végig érdeklődéssel kísérte.

Gergely György előadása is igen érdekes volt. Az előadó először nagy vonásokban ismertette V. L. Ljovsin »Folyékony és szilárd anyagok fotolumineszcenciája« c. könyvének beosztását, majd egyes részletekre bővebben tért ki. Sajnos, igazat kell adnunk az előadónak abban, hogy ilyen nagyterjedelmű könyv ismertetése egy rövid előadás keretében szinte reménytelen feladat. Az előadó megtett minden lehetőt, hogy a könyv jellegzetességeit valamennyire észleltesse, a könyvet egyes kiragadott, részletekben tárgyalt fejezeteken keresztül mutatta be.

Társulatunk legfontosabb eseménye a Magyar Szovjet Barátsági Hónap keretében a Magyarországon, a Szovjetunióban és a baráti országokban folyó fizikusok képzéséről rendezett ankét volt.

Az ankétot elhangzott beszámolóik és kommentárok ismertetése igen messze vezetne, annál is inkább, mert az előadók, (akik egyébként kivétel nélkül saját tapasztalatok alapján referáltak a baráti országokban folyó fizikusok képzéséről) igen különböző felfogásoknak megfelelő kiképzési rendszereket ismertettek. Az ankétot elhangzott anyag tárgyi értékén és érdekességén felül az ankét három mozzanatát tartom kiemelőnek. Először is azt a nagy érdeklődést, mely az ankét hangulatát jellemezte és sok lelkes hozzászólásban nyilvánult meg. Másodszor az a tény, hogy a referált szempontok és módozatok sokfélesége ellenére, mely könnyen kevésbé átgondolt kritikai megjegyzésekre csábíthatta volna az előadókat és hozzászólókat egyaránt, az ankétot végig a saját fizikusok képzésünkön gyakorolt kritika építő és komoly jellege jellemezte. Végül azt, hogy az ankét eredményeképpen magasabb szervek felé továbbítandó, konkrét határozati javaslatok születtek, amelyek egészséges tendenciát tükröznek, nevezetesen a hallgatóság túlterhelésének megszüntetését, a terjedelmében némileg csökkentett anyag alaposabb és önállóbb elsajátítása érdekében.

Áttekintve az Eötvös Loránd Fizikai Társulat által a Magyar Szovjet Barátsági Hónap alkalmával kifejtett tevékenységet, az elért eredményeket igen értékeseknek mondhatjuk. Javítanivaló azonban akad: az előadások szélesebb körben való propagálása, számuk növelése jövőre fontos feladatunk kell hogy legyen. A legfontosabb tennivaló azonban véleményem szerint annak biztosítása (ebben a tekintetben az ankétot már

igen sok pozitívumot hallhattunk), hogy a Barátsági Hónap keretében tartott előadásokon még jobban érvényre jusszon a Szovjetunió példamutatása arra vonatkozólag, hogyan kell az elméletet a gyakorlattal összekapcsolni.

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT II. KÖTETÉNEK 1. FÜZETE

Az első dolgozatot *Tarján Imre, Turchányi György és Voszka Rudolf* írták »Nagyméretű alkali-halogenid egykristályok előállítása« címmel. A dolgozatban beszámolnak NaCl, KCl, KBr egykristályok növesztése közben szerzett igen értékes, új tapasztalataikról és eredményeikről. A különböző típusú kristálynövesztési módszereket diszkrétulva, a Kypoulos-módszert valószínűsítették meg, amely a legegyszerűbb és legeredményesebb módszernek bizonyult. Ezzel a módszerrel sikerült kb. 1 kg súlyú, 80–90 mm átmérőjű, 60–70 mm magas egykristályokat növesztetni. Az így előállított egykristályokat infravörös optikához szükséges lencsék, prizmak készítésére lehet felhasználni. A kristályok optikai sajátságairól a szerzők külön dolgozatban foglalkoznak.

Farágy Péter és Marx György dolgozatában a centiméteres hullámhosszú elektromágneses rezgések tartományában fellépő kvantum jelenségeket vizsgálják meg behatóan. A centiméteres hullámhosszú elektromágneses rezgések fotontermészetét plauzibilissé teszik a mikrohullámú spektroszkópia kísérletei, amelyekben molekulák rotációs termjeit határozzák meg. Ennél közvetlenebb kísérleti bizonyítékot keresve, több elgondolást diszkrétulnak végig a szerzők. Végül is kimutatták, hogy legegyszerűbben olyan kísérlettel lehetne kimutatni a centiméteres hullámok fotontermészetét, amelyben egy szűk elektron nyalábnak a nyaláb irányára merőleges elektromágneses tér hatására — a szerzők számításai szerint — bekövetkező kiszélesedését határozzák meg.

Jánossy Lajos Tanulmányok a kaszkádelméletről című dolgozata egy korábbi az *Acta Phys. Hung.* 2. 4. számában megjelent dolgozatának folytatása, melyben a G-egyenletre vonatkozó újabb vizsgálatairól számol be. A G-egyenletekből különféle momentumokra vonatkozó egyenletek vezethetők le. Ezek túlnyomórészt ekvivalensek azokkal, melyeket különböző szerzők speciális megfontolások útján egyenként már levezettek. A szerző módszere azonban egy olyan általános keretet ad, amely magában foglalja a korábbi eredmények legfőbbjét és ezeket egységes szempont szerint származtatja.

Novobátzky Károly: *A hazai fizika helyzete a múltban és ma.* (A Fizikai Szemle III. 4. számában az I. Magyar Fizikus Kongresszus ismertetése során erről már részletesen beszámoltunk.)

Gombás Pál: Egy új statisztikus atommodellről. (A fenti helyen már ismertettük.)

Gáspár Rezső: A statisztikusan meghatározott elektronsűrűségeknek az atommagok közelében való viselkedéséről.

Ismeretes, hogy a statisztikus atomelmélet egyik legfontosabb feladata az atom elektronsűrűségeloszlásának a meghatározása. A legegyszerűbb módszer erre

a Thomas Fermi-féle. Az így meghatározott sűrűségeloszlás két tartományban: az atommagtól távolos tartományban és a mag közvetlen környezetében erősen eltér a kvantummechanikailag számított eloszlástól. A közbülső tartományban annak jó átlagértékét adja. A szerző a sűrűségeloszlásnak az atommag helyén való szinguláris viselkedésével kapcsolatban a statisztikus és kvantummechanikai úton nyert sűrűségeloszlást összehasonlítva tesz megjegyzést.

Horváth János: Megjegyzések a Schrödinger-egyenlet variációs módszerrel való megoldásához.

A variációs eljárás, mint kvantummechanikai közelítő módszer elég jó közelítéssel megadja egy adott atomfizikai rendszer energiasajátértékeit. A sajátfüggvények azonban már nem adja meg kielégítő pontossággal. Az ilyen módon nyert sajátfüggvények más számításoknál történő felhasználásánál kívánatos annak megállapítása, hogy ezek a sajátfüggvények mennyire jók. A szerző a sajátfüggvények hibájának a becslésére ad egy eljárást.

Gáspár Rezső: Egy a Hartree-Fock potenciált jól közelítő univerzális potenciálfüggvényről.

Többelektronos atomok elektroneloszlásának meghatározására használatos eljárás a Hartree-Fock-féle módszer. Ez a kicserélődési energiát is figyelembeveszi és az atom sajátfüggvényét az elektron sajátfüggvényéből determináns alakban építi fel; ezáltal biztosítva van annak antiszimmetrikus volta. A szerző megmutatja, hogy néhány Hartree-féle, azaz kicserélődés nélküli, »self-consistent field« megoldást ismerve, meg lehet adni olyan univerzális potenciáalteret, mely a Fock-egyenletek megoldásaihoz közelfekvő, azokat jól közelítő egyelektron sajátfüggvények meghatározását teszi lehetővé. Az eljárást a Cu-atomokra alkalmazza.

A »Folyó irodalomból« c. rovatban *W. Shockley, M. Sparkes és G. K. Teal*-n réteges tranzistorokról írt dolgozatának fordítását találjuk. A dolgozat a *Physical Review*-ban jelent meg 1951-ben. A szerzők kísérleteikben azt tapasztalták, hogy az egyik n-típusú rétegre alkalmazott feszültség az elektronok diffúziója segítségével keresztül hat a p-típusú rétegen annak ellenére, hogy a p-típusú réteget földelik. A különböző p-n rétegekből összeállított berendezésre alkalmas feszültséget kapcsolva teljesítményerősítést (50 db) sikerült elérniök, míg a zajnívó csak kb. 10 db volt. A kapott feszültségáram karakterisztikákat elméletileg is értelmezték.

A »Klasszikus irodalomból« című rovatban *N. Bohr*: »Az anyagon áthaladó, gyors, töltött részecskék sebességcsökkenése« című dolgozatának fordítása szerepel. Ez a dolgozat a Magyar Fizikai Folyóirat előző számában közölt dolgozat folytatása. Bohr ebben a dolgozatban finomítja az α - és β -sugarak sebességvesztésére vonatkozó elméletét. A két dolgozat között eltelt időben (1913–1915) végzett sokkal pontosabb kísérletek eredményeivel való összehasonlítás végett kidolgozza a részecskék sebességvesztésének valószínűségi eloszlását és figyelembe veszi a β -sugarak fénysebességgel összemérhető sebességének a következményeit. Ezeken kívül tárgyalja még az α - és β -sugarak által gázokban keltett ionizáció mértékét is.

N. K., K. L.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1954. szeptember 22-től október 3-ig Budapesten fizikai tanszerkiállítását rendez. A kiállítani szándékozók angusztus 1-ig írásban jelentkezzenek a Fizikai Társulatnál (V., Reáltanoda-utca 13-15).

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja.

TARTALOMJEGYZÉK:

Fényes Imre: Megjegyzések és kiegészítések a mechanika elveinek Farkas Gyula-féle tárgyalásmódjához

Selényi Pál: Bródy Imre

Levél a szerkesztőhöz

Horváth János: Einstein és az atomfizika

Tamás Gyula: Néhány kísérlet a piezoelektromos jelenségek köréből

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Gyulai Zoltán — Lévi Ernő: A Millican-féle kísérlet modellszerű bemutatása

A. M. Bikszon, V. D. Jermoljenko, A. A. Filanov: Diffrakciós színkép előállítása

EGYESÜLETI ÉLET

Ankét a fizikusképzésről hazánkban, a Szovjetunióban és más baráti országokban

KÖNYVSZEMLE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

**Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 111-010 ***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente hatszor**

ОГЛАВЛЕНИЕ

- И. Феньеш: Замечания и дополнения к методу Дь. Фаркаша изложения начал механики
- П. Шеленьи: Имре Броди
Письмо в редакцию
- Я. Хорват: Эйнштейн и атомная физика
- Дь. Тамаш: Опыты о пьезоэлектричестве
- Из лаборатории учителя средней школы
- З. Дьюлаи-Э. Левиус: Модельный опыт Милликена
- А. М. Биксон, В. Д. Ермоленко, А. А. Филамов:
Осуществление дифракционного спектра
- Из жизни общества физиков
- Анкета о подготовке студентов-физиков в Венгрии, в Советском Союзе и других дружественных странах
- Обзор книг

A kiadásért felel: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1954 VI. 11. Példányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív, 15 ábra

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 32208 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IV. évfolyam

4. szám

1954. szeptember

Megjegyzések és kiegészítések a mechanika elveinek Farkas Gyula-féle tárgyalásmódjához

1. A mechanika elveinek hagyományos tárgyalásmódjában [1], [1/a] a »végtelen nagy sebességű« virtuális elmozdulás és a vele kapcsolatos virtuális munka fogalma játszik alapvető szerepet. A virtuális elmozdulás per definícióm: a kényszerfeltételeket kielégítő, végtelen nagy sebességgel történő elmozdulás. A fogalom azért fontos, mert az alapelveként szolgáló virtuális munka elve és a D’Alambert-elv megfogalmazásához szükséges. Az említett elvek szerint ugyanis: a kényszererő virtuális munkája zérus.

Bár a fogalom kissé szokatlan, azonban — úgy látszik — mégis szükséges és jogos, mert az említett elvekből vont következtetések a tapasztalással egyező eredményre vezetnek.

A mechanika elveinek az egyetemi oktatásban való szerepét, valamint azt is tekintetbe véve, hogy az elméleti fizika variációs elvei jelenleg is fontos kutatási módszerként használhatók, indokolttá teszik azt a kíváncsiságot, hogy a túl formális és tartalmilag nem elég világos fogalmat a fizikai szemlélet számára megszokottabb fogalmakra vezessük vissza. Nem kételkedhetünk abban, hogy ilyen visszavezetés mindig lehetséges, így a most felvetett probléma esetében is.

A virtuális elmozdulás fogalmának, valamint a kapcsolatos elveknek mélyebb értelmét Farkas Gyula munkáinak [2], [2/a] útmutatásai alapján könnyen megtalálhatjuk. Nagyon kevés hozzáadással és néhány, kellőleg ki nem fejtett, megállapítás részletesebb diszkusziójával, a mechanika elveinek olyan felépítési módjához juthatunk el, amelyik az előbb említett hiányosságoktól mentes. A kétféle tárgyalásmód egymáshoz való viszonyát jellemezve azt mondhatjuk, hogy a szokásos tárgyalásmód a kérdést mintegy fejére állítva szemléli, míg a Farkas Gyula-féle tárgyalásmód az egészet talpára állítja. Ebből már azt is gondolhatjuk, hogy az említett különbségen kívül más lényeges eltérés nincs a kétféle módszer között.

2. Azok a kényszerfeltételek, amelyekhez a megfelelő kényszererők a virtuális munka elve, ill. a D’Alambert-elv alapján meghatározhatók, a következő formában írhatók:

$$\sum_{i=1}^n (\mathfrak{R}_{ij}, \dot{r}_i) + b_j = 0, \quad j = 1, 2, \dots, k \quad (1)$$

k a kényszerfeltételek, n pedig a tömegpontok számát jelenti. Szokás az (1) helyett a

$$\sum_{i=1}^n (\mathfrak{R}_{ij}, d\mathbf{r}_i) + b_j dt = 0 \quad (2)$$

formát is használni. Az \mathfrak{R}_{ij} vektorok és a b_j skalárisok a tömegpontok $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$ helyzetvektorainak, valamint a t időnek a függvényei.

Mivel az i -edik tömegpontra ható \mathfrak{R}_i szabad erőn kívül a pont mozgását az (1), ill. (2) feltételek is befolyásolják, nyilvánvalóan nem várhatjuk el a Newton-féle mozgásegyenletek érvényesülését, hanem

$$\mathfrak{R}_i \neq m_i \ddot{\mathbf{r}}_i$$

Jogosnak látszik az a feltevés, hogy a (2) kényszerfeltételek olyan \mathfrak{R}_i kényszererőkkel helyettesíthetők, amelyeket figyelembe véve, a Newton-féle mozgásegyenletek érvénye ismét helyreáll:

$$\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}'_i = m_i \ddot{\mathbf{r}}_i, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3)$$

Kérdés: hogyan bizonyítható be a \mathfrak{R}'_i kényszererők egzisztenciája, hogyan határozható meg és ha meghatározható, vajjon egyértelműen kapjuk-e a \mathfrak{R}'_i kifejezését?

Akár a hagyományos, akár az alábbiakban ismertetendő tárgyalásmódot tekintjük, a válaszok mindkét esetben ugyanazok: pusztán a (2) feltételek és a (3) definíció (bár egyúttal egzisztenciát is állító definíció) alapján a kérdés jelenlegi ismereteink szerint nem dönthető el. Így további feltételre van szükségünk, t. i. a virtuális munka elvére, ill. a D’Alambert-elvre. A kétféle tárgyalásmód, mint látni fogjuk, az elvek megfogalmazásában különbözik egymástól.

Mielőtt rátérnénk a kitérő feladat megvalósítására, néhány magyarázatot kell fűznünk a (2) kényszerfeltételekhez. A (2) egyenleteket vizsgálva, azt látjuk, hogy ezek bizonyos $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots$,

r_n , t függvények között létesítenek kapcsolatot. Azt is látjuk azonban, hogy a (2)-ben szereplő kapcsolatok korántsem elegendők a függvények meghatározására, továbbá az r_i függvények (ill. ezek komponensei) formailag teljesen egyenrangú szerepet játszanak a t időfüggvénnyel. Ez utóbbi megállapítás azt jelenti, hogy az r_i -k komponensei és a t egyaránt ismeretlen függvények, vagyis a (2)-ből még nem derül ki az, hogy végül az r_i -k a t paraméter függvényeiként fognak meghatározódni. Tehát (2)-ben mind a dr_i -k komponensei, mind a dt : függvényvariációkként tekintendők. Ezt az írásmódban is kihangsúlyozva, a kényszerfeltételek a következő módon irandók:

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_{ij}, \delta r_i) + b_j \delta t = 0, \quad j = 1, 2, \dots, k \quad (4)$$

A δr_i -k és a δt tehát olyan függvényvariációk, amelyek a (4) kényszerfeltételeket kielégítik. δr_i és δt a helyzetvektoroknak és az időnek lehetséges megváltozásai. [(4) szerint a lehetséges megváltozást jelentő függvényvariációk az alábbi módon képezendők:

$$\delta r_i = r_i(t + \delta t) - r_i(t) \quad (5)$$

Ez természetes, hiszen a lehetséges elmozdulás mindig véges idő alatt mehet végbe.]

A lehetséges megváltozások közt szerepel a valóságos megváltozás is, amelyik már meghatározott r_i és t függvények teljes differenciálját jelenti: dr_i , dt . A továbbiakban (1)-t és (2)-t a (3) speciális esetének tekintjük, melyben a valóságos megváltozások és sebességek szerepelnek.

3. A (4) kényszerfeltételek egyszerűbb, az idő variációját expliciten nem tartalmazó formára hozhatók. Legyen az i -edik tömegpont helyzete a t időpontban: r_i . A (4) feltételek szerint a $t + \delta t$ időpontbeli lehetséges helyzetek: $r_i + \delta r_i$ -vel vannak megadva, ugyanakkor (tehát a $t + \delta t$ időpontban) a valóságos helyzet: $r_i + \dot{r}_i \delta t$. A valóságos és a lehetséges helyzetek különbsége ugyanezen időpontban

$$\delta^* r_i = \delta r_i - r_i \delta t, \quad (6)$$

melyet virtuális elmozdulásnak nevezünk. Rögtön látható, hogy az idő virtuális megváltozása

$$\delta^* t = \delta t - \delta t \frac{dt}{dt} \equiv 0. \quad (7)$$

Az is látható, hogy (5)-tel szemben, magasabb rendű kicsinyektől eltekintve:

$$\delta^* r_i = \bar{r}_i(t + \delta t) - r_i(t + \delta t) = r_i(t) - r_i(t) \quad (8)$$

A (6) által értelmezett δ^* variálási mód a matematikában csonkított variáció néven ismert [3].

Ha $\delta^* r_i$ -t lehetséges elmozdulásnak tekintenénk, akkor valóban végtelen nagy sebességgel kellene lefolynia, mivel jelentése szerint a lehet-

séges és a valóságos elmozdulások ugyanazon időpontbeli értékének különbségét jelenti. Természetesen: $\delta^* r_i$ egyáltalán nem lehetséges elmozdulás, hiszen általában $\delta^* r_i \neq \delta r_i$. (6)-ban (pontosabban (4)-ben) nem írhatunk önkényesen $\delta t = 0$ -t. Ha (4)-ben δt eredetileg sem szerepel expliciten, az sem jelenti azt, hogy $\delta t = 0$, hanem azt, hogy $b_j = 0$. Így $\delta^* r_i = \delta r_i$ csak akkor állhat fenn, ha $\dot{r}_i = 0$, vagyis a tömegpont nyugalomban van, amikor azonban semilyen elmozdulás nem jön létre. Világos azonban, hogy $\dot{r}_i = 0$ esetében (t. i. ha ezt már amúgyis tudjuk), nincs szükség a (4) kényszerfeltételekre, mert ezeknél $\dot{r}_i = 0$ sokkal többet mond.

Még egy megjegyzést kell tennünk. Szándékosan nem beszéltünk variált és nem variált pályákról, mert nem integrálható kényszerek esetén ezeknek nincs értelmük. Ugyanis nem integrálható kényszer esetén a $3n$ dimenziós konfigurációs térben nem exisztál olyan $3n - k$ dimenziós hiperfelület, amelyik meghatározná a variált pályák seregét. A valóságos pálya exisztenciája is annak a következménye, hogy a \mathcal{R}_i szabaderőkkel jellemzett külső körülmények is hatnak, és hogy megadjuk a tömegpontok kezdeti helyzetét és sebességét. Ami a $\delta^* r_i$ megváltozásokat illeti, ismeretes, hogy nem integrálható kényszerek esetén ezek nem tehetők össze folytonos pályává.

Helyettesítsük be (6)-ból a δr_i -ket a (4)-be és vegyük figyelembe az (1)-et, akkor (4)-nek a csonkított variációkkal kifejezett formájához jutunk:

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_{ij} \delta^* r_i) = 0; \quad j = 1, 2, \dots, k. \quad (9)$$

Ebben már expliciten egyáltalán nem jut kifejezésre az időtől függő és az időtől független kényszerek közti különbség. A virtuális elmozdulás fogalmának ez a formális szerepe az, amelyik miatt a fogalomnak jelentősége van.

Fizikai szempontból: $\delta^* r_i$ a lehetséges megváltozások Galilei-transzformációját jelenti (?). Ugyanis elég kicsiny δt idő alatt, r_i állandónak tekinthető. A Galilei-transzformációnak megfelelően, valóban $\delta^* t = 0$. Ezzel kapcsolatban talán azt a kijelentést is megkockáztathatjuk, hogy — mivel a Galilei transzformációval szemben az erőtvénnyek invariánsak — fizikai szempontból ez indokolja azt, hogy a kényszererő expliciten nem függ a δt együtthatójától, b_j -től. A kényszerfeltételnek is invariánsnak kell lennie a Galilei-transzformációval szemben.

Az elmondottakat összefoglalva, a mechanika elvének tárgyalása kapcsán háromféle megváltozásról beszélhetünk, amelyek matematikailag a következő műveletekkel vannak értelmezve:

lehetséges megváltozás: δr_i , δt (függvényvariáció),

valóságos megváltozás: dr_i , dt (függvény, ill. paraméter-differenciál),

virtuális megváltozás: $\delta^* r_i$, $\delta^* t = 0$ (csonkított variáció).

Mindezt összevetve a hagyományos tárgyalásmóddal, valóban mondhatjuk, hogy az fejetetejére állítja a problémát. Ugyanis a csonkított variációból indul ki és ebből tér át az általános variációra. Teljes joggal tűnhetik aztán mesterkéltnek az az eljárás, hogy — miután jól megvoltunk az idő variálása nélkül is — egyszerűen csak azt mondjuk: mostmár variáljuk az időt is.

Farkas Gyula eredeti értelmezése szerint¹ a virtuális megváltozás:

$$\delta^* r_i = \delta r_i - dr_i, \quad \delta^* t = \delta t - dt$$

Látjuk, hogy a fenti δ^* variáció ennek csupán csekély általánosítása. Azt is látjuk, hogy eszerint az idő virtuális variációja nem zérus, csak akkor, ha t -t előre adott paraméternek tekintjük, amelyiknek ilyenformán minden szóbajöhető megváltozása, matematikai szempontból: differenciál, azaz $\delta t = dt$. Ekkor valóban

$$\delta^* r_i = \delta r_i - dt \frac{dr_i}{dt} = \delta r_i - dr_i = \delta^* r_i$$

$$\delta^* t = \delta t - dt = dt - dt = 0$$

4. Farkas Gyula szerint a virtuális munka elve és a D'Alambert-elv helyett, a következő, mindkettőt helyettesítő elv határozza meg a kényszererőt: A kényszererők munkája, bármely lehetséges elmozdulást is véve, mindig egyenlő az ugyanazon időtartam alatt lefolyó valóságos elmozdulás munkájával. Azaz

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i', \delta r_i) = \sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i', \dot{r}_i \delta t) \quad (10)$$

vagy

$$\sum (\mathcal{R}_i', \delta r_i - \dot{r}_i \delta t) = \sum (\mathcal{R}_i', \delta^* r_i) = 0 \quad (11)$$

¹ Meg kell még azt is említenünk, hogy az újabb szovjet tankönyvirodalomban hasonló értelmezésekkel találkozunk. Pl. Szuszlov a virtuális elmozdulást két lehetséges elmozdulás különbségeként definiálja. Írjuk fel a (4) feltételi egyenleteket a lehetséges megváltozások két különböző csoportjára:

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{Q}_{ij}, \delta r_i) + b_j \delta t = 0$$

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{Q}_{ij}, \delta r_i) + b_j \delta t = 0, \quad j = 1, 2, \dots, k.$$

Vonjuk ki egymásból megfelelő egyenleteket:

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{Q}_{ij}, \delta r_i - \delta r_i) = 0, \quad j = 1, 2, \dots, k.$$

Itt

$$\delta^* r_i = \delta r_i - dr_i$$

az említett definíció szerint épen a virtuális elmozdulás és így a (9)-beli formát kapjuk. Szuszlov hangsúlyozza, hogy a virtuális elmozdulás nem kinematikai, hanem inkább geometriai jelentésű fogalom. Ebből is látszik, hogy éppen ezért zavartkeltő a geometriai jelentésű fogalomnak kinematikai jelentést is (végtelen nagy sebesség) tulajdonítani. (G. K. Szuszlov: Teoreticeszkaja Mehanika. Moszkva-Leningrad. Gontechiszdat 1946, 1. 284 old.)

Ezzel, formai szempontból, eljutottunk addig, ahonnan a kétféle tárgyalásmód teljesen azonosan történik.

Meg kell azonban jegyezni, hogy az (1), (3), (4) és (10) alapján eljuthatunk a kényszererő kifejezéséhez anélkül is, hogy a virtuális elmozdulás fogalmát bevezetnénk. Ugyanis a (4) feltételeket rendre λ_j -vel szorozva, összeadva és levonva (10)-ból:

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i' - \sum_{j=1}^k \lambda_j \mathcal{Q}_{ij}, \delta r_i) - \left\{ \sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i', \dot{r}_i) + \sum_{j=1}^k \lambda_j b_j \right\} \delta t = 0 \quad (12)$$

továbbá (1)-ből b_j -t kifejezve

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i' - \sum_{j=1}^k \lambda_j \mathcal{Q}_{ij}, \delta r_i) - \left\{ \sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i' - \sum_{j=1}^k \lambda_j \mathcal{Q}_{ij}, \dot{r}_i) \right\} \delta t = 0 \quad (13)$$

Figyelembe véve a δr_i , δt , $3n+1$ számú változó közti (4) alatti k számú összefüggést, továbbá azt, hogy a δt együtthatója a δr_i -k együtthatóiból előállítható, a szokásos módon nyerjük a kényszererő kifejezését

$$\mathcal{R}_i' = \sum_{j=1}^k \lambda_j \mathcal{Q}_{ij}$$

Itt egyáltalán nem használtuk fel a virtuális elmozdulás fogalmát. Ez a körülmény is mutatja, hogy a virtuális elmozdulás fogalmának csupán számolástechnikai egyszerűség szempontjából van szerepe. T. i. pl. (13) valóban egyszerűbb formát vesz fel, ha a két kifejezésben a közös, $\mathcal{R}_i - \sum_j \lambda_j \mathcal{Q}_{ij}$

tagokat kiemeljük:

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i' - \sum_{j=1}^k \lambda_j \mathcal{Q}_{ij}, \delta r_i - \dot{r}_i \delta t) = 0,$$

amiből a virtuális elmozdulás formai egyszerűsítő szerepe világosan látszik.

5. Az integrálekhez a (3) és (10)-ból nyert

$$\sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i' - m_i \ddot{r}_i, \delta r_i) = \sum_{i=1}^n (\mathcal{R}_i', -m_i \ddot{r}_i, \dot{r}_i \delta t) \quad (14)$$

D'Alambert-elvből jutunk el. Aszerint, hogy az elvet csonkított variáció, ill. közönséges variáció alkalmazásával írjuk fel, ugyanannak az elvnek két különböző formájához jutunk. (T. i. az egyikben »az időt nem variáljuk«, ez a csonkított variációval előállított elv; a másikban »az időt is variáljuk«, ez a közönséges variációval kifejezett forma.)

Más vonatkozásban nyilvánvalóvá válik, hogy a variálás módja nem »megállapodás dolga«, hanem részben matematikai törvények, részben pedig a fizikai körülmények szabják meg. A szokásos

módon az integrálva úgy fogalmazzuk meg, hogy ezáltal az adott kezdeti (t_1 időpontbeli) $r_i(t_1)$ konfiguráció és az adott vég (t_2 időpontbeli) $r_i(t_2)$ konfiguráció közti átmenet mozgástörvényeit keressük. Ez a körülmény egyértelműen megszabja a variálás módját és nem ad helyet semmiféle »megállapodásnak«. Ugyanis, t_1 , t_2 , $r_i(t_1)$, $r_i(t_2)$ adott levéven

$$\delta t_1 = \delta t_2 = 0; \delta r_i(t_1) = \delta r_i(t_2) = 0 \quad (15)$$

a két konfiguráció közt pedig t is és az r_i is variálódik. Csonkított variáció esetén (15)-ből a (6) definíció szerint szükségszerűen adódnak a variálási módok. Ugyanis $\delta^*t = 0$ mindenütt, a végpontokon

$$\delta^*r_i(t_1) = \delta r_i(t_1) - \dot{r}_i \delta t_1 = 0$$

stb.

A fentiekből nyilvánvaló, hogy a virtuális elmozdulás fogalma az integrálek szempontjából is nélkülözhető. Ha a δ^* variációt nem vezetjük be, akkor csak olyan integrálev szerepel, amelyekben az »időt is variáljuk«. Természetesen az elvnek ez a formája komplikáltabb, nehezebben kezelhető, így számolástechnikai szempontból célszerű mégis a virtuális elmozdulás fogalmát bevezetni.

Végül kiemeljük, hogy az elmondottak abban a formában ahogyan itt szerepeltek, kifejezetten a nem relativisztikus mechanikára vonatkoznak. Érdekesnek látszik azonban, hogy mindezt — megfelelőképpen általánosítva — a relativitás elméletébe is átültessük.² Természetesen a relativitáselméletben még formailag sem lehet helytálló a hagyományos tárgyalásmód szellemében való eljárás. (Végtelen nagy sebességű elmozdulás stb.)

Fényes Imre

Budapest, Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézet

IRODALOM

1. Farkas Gyula: Beiträge zu den Grundlagen der analytischen Mechanik. Crelle Journal. 131, 165—201 (1906).

1/a Ortway Rudolf: Farkas Gyula tudományos működése. Mat. és Fiz. Lapok. 34, 1—25 (1927).

Ortway Rudolf: Emlékezés... MTA tagjai fölött tartott emlékbeszédek. XXI. K. 15. sz. (1933).

2. Handbuch der Physik Bd. V. megfelelő részei.

2/a Budó Ágoston: Mechanika. Budapest, 1951.

3. Adolf Kneser: Lehrbuch der Variationsrechnung. Braunschweig, Vieweg 1900. (15—16 oldalak.)

² Ennek a problémának aktualitást ad Novobátzky azon felismerése is, hogy a négyes munka általában nem zérus. (Annalen d. Phys., VI, 11; 285, 1953.)

Dr. BRÓDY IMRE*

1890—1945.

A fájdalmas feladat elé állítatva, hogy az 1945. év szörnyű pusztításai nyomán műszaki és tudományos életünket ért veszteségekről adjunk számot, elsősorban kell Bródy Imréről megemlékeznünk.

Matematika-fizika tanárnak készült és indult; az elméleti fizikának hazánkban legalaposabb, legegységesebb ismerője és legkitűnőbb művelője s mikor a sors fordulata gyakorlati pályára terelte, mint műszaki fizikus ott olyan maradandót alkotott — a krypton-töltésű izzólámpát — amely mintegy elméjének tiszta fényét jelképezvén, mint megannyi örökmécses, sok-sok millió példányban őrzi és tartja fenn szerzőjének emlékét.

Tehetsége nyilvánvalóan családi örökség volt, hiszen annak a Bródy családnak volt oldalági sarja, amely egynéhány kitűnő tagján kívül Bródy Sándort adta a magyar irodalomnak. Középiskoláit Aradon, a »genius loci« kedvező befolyása

alatt végezte, azután Pestre került, matematikát és fizikát hallgatott a budapesti tudományegyetem bölcsészeti karán s középiskolai tanári oklevelének megszerzése után fizikából bölcsész-doktori oklevelet szerzett. Doktori értekezése, amelyben elsőnek számította ki kvantumelméleti alapon az egyatomos gázok kémiai konstansát, az elméleti fizikában mindmáig maradandó értékűnek bizonyult. Az anyag kinetikai elmélete és a vele rokon termodinamika volt és maradt később is az elméleti fizikának az a területe, amelyen legott-honosabban mozgott; tudományos és gyakorlati sikereit is itt volt hivatva aratni. Egyelőre azonban be kellett érnie egy székesfővárosi polgári iskolai tanár szerény állásával. — Ez volt ugyanis az az idő, mikor a Bárczy-korszak Budapest közoktatását nagyra fejlesztette. — A főváros tanerőit aránylag jól is fizette s így középiskolai oklevéllel rendelkező tehetséges fiatal tanárok, akiket a főváros szellemi élete vonzott és ittmaradásra készítetett, vidéki iskolák helyett szívesen helyezkedtek el Budapest újonnan épült polgári iskoláiban. Így Bródy Imre is élt a lehetőséggel, hogy az egyetemi elméleti fizikai tanszékkal való kapcsolatát fenntartsa és kedvére dolgozhasson az intézet könyvtárában, melynek éveken át

* Bródy Imrét tíz éve vitték el a fasiszta banditák és a deportálásból nem tért vissza. Halálának tíz éves évfordulója alkalmából kérte fel a Szerkesztőség Selényi Pál professzort, hogy emlékezzen meg a kiváló fizikusról. — Selényi Pál itt közölt dolgozatát, éppúgy mint a következőt, már nem tudta befejezni. A halál elragadta munkájától. (Szerk.)

rendszeres látogatója volt. Hamarosan meg is nősült, egy kitűnő szak társnővel — Strausz Saroltával — lépven házasságra. Házasságukból egyetlen leánygyermek származott, aki felnővén, szülőitől öröklött természettudományi-matematikai tehetségének is határozott tanúságát adta. Az első világháborúban apró testi fogyatkozásai miatt nem vett részt; de a háborút követő idők gazságai őt is kikezdték és az apróbb méltánytalanságok tanári állásáról való lemondásra készítették. *Göttingen*be ment s ott a kedvező tudományos légkörben hamarosan kibontotta képességeit. Munkatársa lett *Born* professzornak, aki ezeit főleg a szilárd testek rács-elméletén dolgozott — amelynek ő egyik megalapítója — s Bródy Imre erre vonatkozó, részben *Born*nal közösen közreadott dolgozataival szép eredményekkel járult hozzá az elmélet kiépítéséhez. Ennek ellenére igazában véve nem tudott jól beleilleszkedni az idegen viszonyok közé s mikor ehhez még egy betegség is járult, hazajött s felgyógyulása után, 1922-ben belépett az Egyesült Izzónak *Pfeifer Ignác* ny. r. műegyetemi tanár vezetése alatt akkoriban létesített kutató laboratóriumába, amelynek egyik vezető munkatársa maradt élete végéig. Itt — szinte váratlanul — tehetségének másik oldala mutatkozott meg. Az elméleti fizikus, a könyvek és számok embere, akinek pedig még a fizikai kísérletezés műszereinek kezelése sem volt kenye, a legkiválóbb műszaki embernek bizonyult. Tiszta látása, éles logikája, biztos ítélőképessége, természettudományos gondolkodásmódja, valóságérzete, azaz az egyszerű és mindennapos valósághoz való józan, egészséges kapcsolata és a műszaki dolgok iránti érdeklődése voltak ennek a tehetségnek összetevői. Az izzólámpagyártásnak jóformán minden műszaki kérdéséhez eredményesen tudott hozzászólni, legfőbb munkaterülete azonban a lámpaszerkesztés volt és maradt, amelyet tisztán gyakorlati alapjairól elméleti alapokra emelt. Munkásságát a kryptontöltésű izzólámpa megalkotásával koronázta meg. Amit eközben végzett, azt joggal nevezhetjük az ipari kutatómunka egyik legszebb példájának. Maga az a tény, hogy a gáztöltésű izzólámpa hatásfoka megjavulna, ha a szokásos argongáztöltést a rosszabb hővezetőképességű és nagyobb sűrűségű (nagyobb atomsúlyú) kryptonnal helyettesítenők, a szakkörök előtt — legalább is elvileg — nem volt ismeretlen. Utólag vált ismeretessé, hogy a nemes gázok ipari előállításának és alkalmazásának legismertebb úttörője, a francia *G. Claude* már Bródyt megelőzve gondolt kryptontöltésű izzólámpára.

Azonban: »Nem azé a madár, aki elszalasztja«: más dolog valamit elgondolni, azután az egészet a gyakorlatba való átültetés lehetőségéről lemondva sutbadobni, mint a nehézségektől meg nem rettentve, hitetlenkedő szakemberektől el nem kedvetlenedve, többéves kísérletezésen át a nagyipari megvalósításig vinni egy problémát. Mert a szakemberek nem hittek a dologban. A világhírű

Linde gyár mérnökei, mikor Budapestre jöttek megtárgyalni egy esetleg megépítendő kryptongyár tervét, a megbeszélés után azt mondták egymásnak: »Der Dicke ist verrückt!« »A kövér« Bródy Imre volt, akit egyébként kartársai is így becéztek, hogy a Kutatóban dolgozó soványabb névrokonától megkülönböztessék. És Bródy Imre néhány év alatt bebizonyította, hogy azt a kryptont, amit a Linde-gyár — nyilván csakis laboratóriumi célokra egészen kis mennyiségekben állítván elő — literenként 2000 márkáért adott el, nagyüzemi méretekben elő lehet állítani a levegőből 17 márkás önköltséggel. A kryptongyártást termodinamikai megfontolások alapján *Polányi Mihállyal* együtt oldotta meg. A megoldás lényege az volt, hogy a levegőnek csak mintegy 10%-át cseppfolyósítják és ezen átfűvatják a maradék, előhűtött 90%-ot, így kimosván belőle a krypton legnagyobb részét. Frakcionálni ezután csak ezt a 10%-ot kell.

Mielőtt áttérnénk a lámpakisérletek leírására, szólnunk kell valamit az ú. n. termikus diffúzió jelenségéről. Ez abban áll, hogyha két különböző sűrűségű (atom- ill. molekulaszámú) gáz keverékében hőmérsékletesést hozunk létre, akkor a nagyobb sűrűségű gáz a hidegebb tartományok felé diffundál át (Seret-hatás). Pl. az argontöltésű lámpában a 184 atomsúlyú wolfram gőze, ami az izzószálat körülburkolja, diffundál a 39,9 atomsúlyú argonon keresztül a burafal felé, ezáltal fogyasztva az izzószálat anyagát és megrövidítve élettartamát. E szerint az argonnak helyettesítése a 81,8 atomsúlyú kryptonnal nemcsak avval az előnnyel járna, hogy az utóbbinak kisebb a hővezetése, tehát kisebb hővesztéseket okoz, hanem nagyobb atomsúlyánál fogva a szál párolgását is jobban megakadályozza és evvel az élettartamot meghosszabbítja. — Az első ilyen irányú kísérlet egy ellenkísérlet volt. Néhány lámpát a sokkal könnyebb — és olcsóbb — héliummal töltöttek meg és ezek a lámpák azonos szálhőmérséklet mellett tényleg sokkal hamarabb égtek ki, mint az argontöltésűek. Ezután készült el a Lindeéktől hozatott 1/2 liter kryptonnal az első négy kryptontöltésű lámpa, s ezek a várt hatást is: az élettartam megnövekedését tényleg mutatták is. A kryptontöltésű lámpa alakjának és elrendezésének végleges kialakításáig természetesen még rengeteg munka volt hátra; ezeket a rendkívül gondosságot igénylő lámpakisérleteket éveken át *Theisz Emillel* végezték, míg a levegő kryptontartalmát — amire elég megbízható irodalmi adat nem volt — a mellé beosztott *Körösy Ferenc*cel, *Selényi Pál* közreműködésével határozották meg és *Körösy*vel együtt vizsgálták még évekig, a gáztöltésű izzólámpában lejátszódó hővezetés és hőkonvekció jelenségeit. Hosszú ideig dolgozott a nagynyomású (másfél atmoszférás) gázzal töltött izzólámpán is, melynek megvalósítását *Neumann Mihály* igen szellemes leforrasztási eljárása tette lehetővé; ezt a lámpát azonban a tényleges gyakorlatba átvinni nem sikerült.

Utolsó éveiben a kryptongyár és az egyes kryptonlámpa-típusok foglalkoztatták. Közben a gyár és a kartell statisztikai összeállításai rendszeresen az ő kezén mentek keresztül és senki úgy mint ő nem tartotta kezét ennek a nagyiparnak érverésén. Neki beszéltek a számok. Kitűnő érzékkel tudta megkülönböztetni a lényegest az esetlegestől. Maga a kryptonlámpa gondolata is ilyen statisztikák tanulmányozása közben született meg benne. — Fiatalon elhunyt munkatársával, *Kálmánné Weisz Lilivel* sokat dolgozott a levegőben előforduló acetilén-nyomok kimuta-

tásán és eltávolításán, mert e nyomok a kryptongyárban néha robbanást okoztak.

Utolsó kísérleti gondolata, amit már nem valószínűsíthetett meg ismét megmutatta, hogy milyen merészen szárnyalt képzeletével. Öngőzzel akart *egész magas hőmérsékleten* diffúzióspumpát készíteni: a magas hőmérsékleten gyorsabb lett volna a diffúzió, míg a hűtőben, — mely nyilván lég-hűtéssel dolgozott volna — a higanygőznél lényegesen kisebb nyomása lett volna a folyékony ónnak. Talán akad majd fizikus, aki ezt a gondolatát is megvalósítja egyszer.

Selényi Pál

LEVÉL A SZERKESZTŐHÖZ

Egy mechanikai analógia az anyag és hullám kettősségének összeállítására

Gyulai professzor e folyóirat III. évfolyam 6. számában (a 162. oldalon) »Egy mechanikai analógia« cím alatt a foton kettős viselkedésének: a korpuszkula és hullám-kettősségnek szemléltetésére egy rugalmas pálcákból és rajtuk gördülő golyókból szerkesztett modellt ír le.

E sorok írója egy más esetben, nevezetesen a tömegpont és a hozzá rendelt de Broglie-hullám kettősségével kapcsolatban, egy mindennapi jelenségre szokott gondolni: A Dunán úszó hajó a folyó felszínén az ismeretes V-alakú farhullámokat kelti. A hullámok csúcsa a hajó farához van kötve s avval együtt a hajóéval egyenlő »abszolút« vagyis a nyugvó ponthoz viszonyított sebességgel halad.

Maguk a hullámok viszont tágulva-bővülve a víz felszínén terjednek tova, a nehézségi hullámoknak a víz mélységétől függő, csekély h mélység esetén $c = \sqrt{gh}$ sebességgel (ld. Budó: *Mechanika*, 311–321 o.). A szóban forgó kettősség itt könnyen szemléltethető: Figyelmünket a *hajóra* irányítva, egy egyenletes sebességgel mozgó »tömegpontot« látunk, míg egy másik megfigyelő, aki a folyó *felszínét* nézi, azon tovahaladó *hullámvonulatot* észlel. — Természetesen ennek a mechanikai analógiának némi, hogy úgy mondjuk, pedagógiai érdeken túlmenő jelentőséget tulajdonítani nem szabad.

Selényi Pál

Einstein és az atomfizika

1905-ben, az akkor 26 éves *Einstein Albert*, gyors egymásutánjában 3 tanulmányt közölt az *Annalen der Physik* 17. kötetében. Az első cikk a fotoelektromos jelenségek elméletét tartalmazta, a második a *Brown*-féle mozgást értelmezte, a harmadik pedig megvetette a relativitáselmélet alapjait. E tanulmányok bármelyike egyedül is biztosította volna szerzője számára, hogy neve a fizika történetének legjelentékenyebb nevei közt szerepeljen; a három tanulmány együtt viszont a modern fizika és a modern természettudományos gondolkodás egyik legkiválóbb úttörőjévé avatta őt.

Einstein neve a nagyközönség körében a relativitáselmélettel kapcsolódott elválaszthatatlanul össze és csak kevesen tudják, hogy a relativitáselmélet alapjainak letétele és az általános relativitáselméleten keresztül a térelmélet diadalmas kifejtése életművének csak egy része. Magam is találkoztam már szép számmal olyanokkal, akik szerfölött csodálkoztak azon, hogy *Einstein* 1921-ben a *Nobel*-díjat nem a relativitáselmélettel kapcsolatos eredményeiért, hanem a fotoeffekttal kapcsolatos vizsgálataiért kapta.

A jelen összefoglalásnak tehát az a célja, hogy a 75. születésnapját ünneplő tudós munkásságának kevésbé közismert oldalát mutassa be. *Einstein*nek tehát az atomfizikai eredményeivel kívánok most foglalkozni és meg fogom világítani, egy egészen aktuális problémával, nevezetesen a kvantummechanika alapjaival, kapcsolatos állásfoglalását. Ezt az összeállítást megkönnyíti az a körülmény, hogy néhány évvel ezelőtt, a kvantumelmélet keletkezésének 50 éves jubileuma alkalmával maga *Einstein* is és a kvantumelmélet bölcsőjénél jelenlevő több kortársa igen érdekes visszaemlékezésük során bemutatták a kvantumelmélet alapelveinek fejlődését.

Einstein váratlan üstökösként jelent meg a tudomány egén. Egyetemi tanulmányait a zürichi politechnikai egyetemen végezte 1900-ban. Matematika és fizika szakos tanári oklevelet szerzett. Előbb Aarau-ban volt középiskolai tanár, majd 1902–1909 között a berni szabadalmi hivatal alkalmazottjaként működött. Erre az időszakra esik úttörő munkásságának jelentékeny része. Mégis évekbe került, míg a tudományos világ felfigyelt eredményeire. A zürichi egyetemen csak 1909-ben szerezte meg a doktorátust, igaz viszont, hogy rendkívüli érdemeire való tekintettel ugyanakkor a magántanári képesítést is megkapta, sőt meghívták ugyanoda rendkívüli tanárnak.

Hogy *Einstein* úttörő munkásságának a jelentőségét kellőképpen mérlegelhesük vissza kell emlékeznünk arra, hogy a századfordulón a természettudományos világnézetet, legalább is fizikus vonalon, *E. Mach* és *H. Poincaré* uralták. *Mach* felfogása szerint a tudománynak az a feladata,

hogy a világ érzéki megismeréssel hozzáférhető jelenségeit egy ökonomikus elméletbe foglalja. *Poincaré* felfogása szerint pedig mellékes körülmény az, hogy a természetben a valóságban megvan-e az az összhang, melyet az emberi elme benne felismerni vél; nem az a kérdés tehát, hogy egy fizikai elmélet igaz, vagy nem, hanem, hogy a fizikusok használhatónak tartják-e vagy nem.³

Einstein ebben a légkörben nőtt fel és olyan kiváló szaktudósok, mint *Mach* és *Poincaré* voltak, igen nagy hatást gyakoroltak rá. Filozófiájukat azonban nem tette magáévá. Ösztönösen megérezte, hogy a pozitivistáknak az atomizmussal szemben elfoglalt magatartása tarthatatlan. Saját bevallása szerint⁵ a századforduló elején az érdekelte legjobban, hogyan lehetne kézzelfoghatóan bebizonyítani az atomok létét.

Manapság az atomfizikai előadásokat azzal kezdjük, hogy a molekuláris mozgást először *R. Brown* angol botanikus figyelte meg 1827-ben. Azután hallunk esetleg a belga *Carbonelleről*, a francia *Delsaulról*, ill. a lengyel *Bodoszewskiről*, akik a megfigyelési technikát tökéletesítették, ill. a jelenséget kvalitatíve értelmezték. Azután megemlítjük, hogy ennek a molekuláris mozgásnak az elméletét *Einstein* (ill. *M. v. Smoluchowski*) dolgozta ki. Nem is gondolunk arra, hogy *Einstein* és általában a fizikusok *Brown* felfedezéséről akkor még nem igen tudtak és elgondolásai során egészen más volt *Einstein* kiindulása. Minden bizonnyal tanulságos lesz tehát, ha bevezetésül a hőszugárzáselméletének e heroikus korszakát, mely *Planck* forradalmi felfedezésével végződött és mintegy előkészítette a talajt a minket érdeklő vizsgálatok számára, *Einstein* és *Meissner*⁶ visszaemlékezései alapján röviden ismertetem.

Termodinamikai alapon még *Kirchhoff* kimutatta, hogy egy átnemeresztő fallal körülzárt üregben az elektromágneses sugárzás, az *ü. n.* fekete-sugárzás, spektrális összetétele független az üreg falának az anyagától és csak a falak hőmérsékletétől függ. Ez annyit jelent, hogy a nem monokromatikus sugárzó tér energiasűrűsége csak a ν frekvenciának és a T hőmérsékletnek a függvénye: $q = q(\nu, T)$. Kérdés volt már most az, hogyan lehetne ezt a q függvényt elméletileg meghatározni? A *Maxwell*-féle elektrodinamika alapján a sugárzás nyomást gyakorol az üreg falára, melynek a nagyságát a teljes energia határozza meg. Ezt felhasználva sikerült *Boltzmann*nak termodinamikai alapon kimutatni, hogy a sugárzás teljes energiasűrűsége: $\int q(\nu, T) d\nu$ arányos T^4 -nel és ezzel igazolta a korábban *Stefan* által kísérletileg megállapított törvényt. A továbbiakban *Wiennek* sikerült, igen szellemes módon bebizonyítani, hogy a keresett függvény alakja szükség szerint:

$$\varrho \approx \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right),$$

ahol $f(\nu/T)$ csak a ν/T változónak univerzális függvénye. Sőt később *Rayleigh*nek (1899) és *Jeans*nek (1900) sikerült statisztikai mechanikai alapon megállapítani, hogy

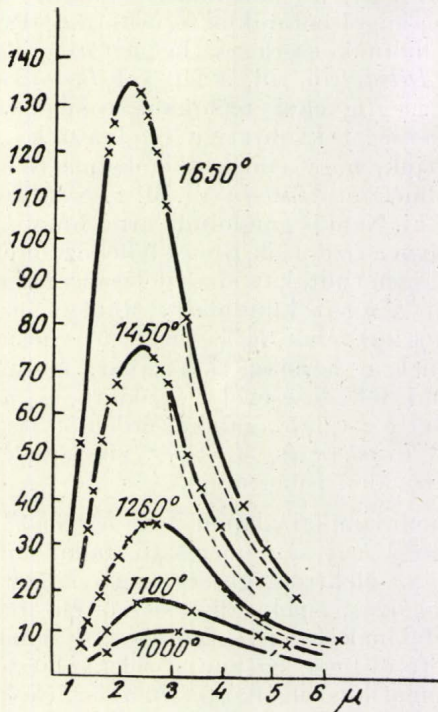
$$\varrho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} kT, \quad (1)$$

ahol k a *Boltzmann*-féle állandó és c a fénysebesség. Erről a formuláról az első pillanatra leolvasható, hogy nem lehet általános érvényű, hiszen

$$\int_0^\infty \varrho(\nu, T) d\nu = \infty$$

(ultraviola katasztrófa). Annak ellenére tehát, hogy magasabb hőmérsékleten (1) jól egyezett a tapasztalattal, nem szolgáltatta $\varrho(\nu, T)$ általánosan helyes alakját.

Ebben az időben *O. Lummer* és *E. Pringsheim* mérései alapján az energia spektrális eloszlása



elég pontosan ismeretes volt. A görbék lefutása *Wient* a *Maxwell*-féle sebességeloszlásra emlékeztette és ezért heurisztikusan feltételezte, hogy

$$\varrho(\nu, T) = C e^{-E/kT}, \quad (2)$$

ahol C állandó és E a sugárzás ν frekvenciájú komponenséhez tartozó energia. Nagy frekvenciák esetében ez az empirikus formula igen jónak bizonyult.

Ez volt a helyzet 1900 októberében, amikor *F. Kurlbaum* és *H. Rubens* benyújtották a berlini akadémiához a sugárzás spektrális eloszlására vonatkozó precíziós méréseiket. (Az ábrán a keresz-

tek tüntetik fel a mérési eredményeket). A mérési eredmények világosan megmutatták, hogy alacsonyabb hőmérsékleten és nagy frekvenciák esetében a (2) alatti *Wien*-formula (az ábrán a szaggatott vonallal berajzolt görbe) adja a helyes spektrális eloszlást, viszont kisebb frekvenciáknál és magas hőmérsékleten az (1) alatti *Rayleigh-Jeans*-törvény az érvényes.

A berlini akadémiának a titkára ebben az időben *M. Planck* volt, akit ezek a problémák szerfölött érdekeltek, sőt igen szép és fontos eredményei voltak a probléma termodinamikája terén. A bejelentett előadást október 19-ére kitűzte. Közben azonban az az ötlete támadt, hogy nem lehetne-e az (1) és (2) alatti formulákat interpoláció segítségével úgy egyesíteni, hogy az alacsony hőmérsékleten jó közelítéssel a (2) alatti, magas hőmérsékleten pedig az (1) alatti formulával egyezzek meg. Ezen az alapon sikerült megállapítani a

$$\varrho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^3}{C^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (3)$$

formulát (az ábrán a folytonos vonallal kihúzott görbe), melyet manapság már *Planck*-féle formula néven ismerünk, ahol h egy újabb univerzális állandó (a *Planck*-féle állandó). Eredményét sűrűn megírta egy levelezőlapon *Rubens*nek, kérve őt, hogy hasonlítsa össze mérési eredményeikkel. Az egyezés tökéletes volt.

A rákövetkező két hét alatt azután sikerült *Planck*nak a (3) alatti formulát elméletileg is levezetnie, ehhez azonban arra volt szüksége, hogy bevezesse a kvantumhipotézist és ezzel megvesse a kvantumelmélet alapjait. A nevezetes előadását december 14-én tartotta a berlini akadémián. Így tehát ez a nap a kvantumelmélet születésnapja.

Ebben az időben kapcsolódott be a munkába *Einstein*, aki annak idején a berni szabadalmi hivatal alkalmazottja volt.

A *Planck*-formulából egyszerűen levezethető, hogy ν frekvenciájú kvázimonokromatikus oszcillátor (mellyel az ürejsugárzás elméletében a sugárzás ν frekvenciájú spektrális komponense helyettesíthető) átlagos energiája

$$E = \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (4)$$

Közvetlenül belátható, hogy magas hőmérséklet (tehát kis $h\nu/kT$ esetén) $\bar{E} \sim kT$, amint az az ekvipartíció tételének is megfelel. Másrészt azonban a kinetikai gázelmélet alapján $\bar{E} = RT/N$ (ahol R az egyetemes gázállandó és N az egy molnyi gázban levő molekulák száma). Azonosnak tekintve e két eredményt azt kapjuk, hogy $R/N = k$, amiből a molekulák térfogata, ill. kiterjedése meghatározható. Tekintettel arra, hogy ez az érték más, a kinetikai gázelmélet alapján számított értékkel is összhangban volt, ez a körülmény meggyőzte *Einstein*t a molekulák

reális létezéséről, vagyis arról, hogy a kinetikai gázelmélet hipotézise, ellentétben a pozitivisták állításával, több egyszerű munkahipotézissel.

Érdekesebben mutat rá *Einstein* visszaemlékezéseiben⁵ arra, hogy a fizika fejlődésének szerencséjére, *Planck* nem vette észre, hogy formulája nem általános érvényű. Az a helyzet ugyanis, hogy igen alacsony hőmérséklet esetén \bar{E} már nem exponenciálisan tart nullához, amint az a *Planck*,- ill. a (2) alatti *Wien*-törvényből következik, hanem ismét lineárisan, tehát $\bar{E} \sim kT$. Ez azt eredményezi, hogy az oszcillátor átlagos kinetikai energiáját helytelenül adja a gázelmélet és ez megcáfolja a statisztikai mechanika alkalmazhatóságát; a *Maxwell*-elmélet pedig nem adja meg helyesen az átlagos energiát, ami viszont megcáfolja az utóbbit. »Ha *Planck* idejében levonja ezt a következtetést, bizonyára nem merete volna publikálni nagyhorderejű felfedezését« — mondja *Einstein*.⁵ Nem hiszem azonban, hogy ez a megjegyzés agitáció akarna lenni a kellő óvatossággal szemben.

Einstein már most az érdekelte, hogy milyen további következtetések vonhatók le a *Planck*-féle formulából. Alkalmazta ugyan *Planck* hipotézisét a fotoeffektus és később 1907-ben a szilárd testek fájhője esetében, de azt, hogy a kvantumhipotézisnek milyen további következményei lehetnek a mikroszisztemek mechanikájára, azt el sem tudta képzelni. Megemlíti visszaemlékezéseiben, hogy amikor később *Bohr*nak a kvantumhipotézist, a közismert módon, sikerült beépíteni az atomelméletbe és ezzel értelmezni tudta a *Balmer*-formulát »szörnyen elcsodálkozott és ebből az elcsodálkozásából még a mai napig sem tért magához«.

Einstein annak idején nem ismerte eléggé *Boltzmann* és *Gibbs* statisztikai mechanikai eredményeit, és így mindennek előtt a termodinamikai statisztikai, ill. kinetikai megalapozásán dolgozott. Olyan effektusokat keresett, melyekből a molekulák alakjára és méreteire lehet következtetni. Úgy gondolta, hogy amennyiben a kinetikai gázelmélet fogalomalkotása helyes, úgy szuszpenzióban lebegő részecskék mozgásának törvényszerűségei megegyeznek oldószerben mozgó molekulák mozgásának törvényszerűségeivel. Így pl. mindkettő esetében fel kell lépnie egy ozmotikus nyomásnak, mely csak a részecskék ill. molekulák nagyságától, vagy a grammekvivalensben lévő részecskék, ill. molekulák számától függ. Hasonlóképpen, ha a szuszpendált részek sűrűségeloszlásában inhomogenitás mutatkozik (ami oldat esetében a koncentráció inhomogenitásának felel meg), akkor az inhomogenitás diffúzió révén kiegyenlítődni törekszik, melynek a törvényszerűségei a részecskék mozgékonyaságából levezethetők kell hogy legyenek.

Tegyük fel, hogy a szuszpendált részecskék erőmentes térben a kinetikai gázelmélet elképzelésének megfelelően, közönséges hőmozgást végeznek; miközben egymással és az »oldószer«

molekulákkal ütköznek. Mozgásuk végeredményben teljesen szabálytalan eltolódásokból tevődik össze. Tegyük fel, hogy az egyes eltolódások δ hosszúságúak, de tetszés szerinti irányúak lehetnek és általában pozitív és negatív irányban *a priori* egyenlően valószínűek. Ebben az esetben annak a valószínűsége hogy n »lépés« után a teljes eltolódás $x = 0$ helyzetből kiindulva adott irányban $x = m\delta$

$$w(m) = \frac{n!}{\left(\frac{n+m}{2}\right)! \left(\frac{n-m}{2}\right)!} \frac{1}{2^n}$$

A tetszés szerinti irányba történő δ elmozdulás játszódjék le τ időtartam alatt, akkor a teljes eltolódást $t = n\tau$ idő alatt játszódjék le. Legyen δ nagyon kicsiny, valamint n és m nagyon nagyok, akkor annak a valószínűsége, hogy a tekintetbe vett részecske t idő alatt a $x = 0$ pontból kiindulva adott irányban x és $x + dx$ közti távolságra kerül

$$w(x,t) dx = \sqrt{\frac{\tau}{2\pi\delta^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-x^2 \frac{\tau}{2\delta^2 t}} dx = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-x^2/4 Dt} dx,$$

ahol D az ú. n. diffúziós állandó.

A részecske átlagos eltolódását t idő alatt

$$\bar{x^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 w(x,t) dx = 2Dt \quad (5)$$

adja. Így kapjuk a *Brown*-részecske t időre eső átlagos eltolódását.

Ha a szuszpendált részecske közvetlenül (pl. mikroszkópon) megfigyelhető, úgy formulánkban $\bar{x^2}$ és t közvetlenül mérhető és a D diffúziós állandó közvetlenül meghatározható. A D azonban, amint az a kinetikai gázelméletből ismeretes, a következőképpen fejezhető ki

$$D = \frac{1}{6\pi\eta r_0} kT,$$

ahol η a szuszpenzió »viszkozitási együtthatója« és r_0 a szuszpendált részecske sugara.

A molekulák mérete e szerint azonosnak adódott a *Planck*-formulából számított értékekkel. Ez az egyezés végérvényesen meggyőzte *Einstein*et a molekulák reális létezéséről. Sőt többről is.

Ha az oldószerben oldott molekulák példája alkalmazható volt *Brown*-részecskék esetében, miért ne lenne általánosítható az üreg-sugárzás esetére is? Legyen most az »oldószer« maga az elektromágneses tér, mely az üregben szabálytalanul ide-oda cikázó, különböző fázisú és frekvenciájú hullámokból áll. A »szuszpendált« *Brown*-részecske pedig egy test, mely a ráeső hullámokat részben visszaveri, részben abszorbeálja, részben pedig emittálja. Ezen »sugárnyomás« hatása alatt

a test éppen úgy szabálytalan mozgást fog végezni, mint egy igazi *Brown*-részecske. Ha ismeretes a sugárzás spektrális eloszlása, úgy most is könnyen kiszámítható az átlagos négyzetes eltolódás.

Tegyük fel pl. hogy a sugárzás energiájának spektrális eloszlását az (1) alatti *Rayleigh—Jeans*-törvény adja, továbbá, hogy a sugárzási térben egy töltött részecske elmozdításához szükséges munka, ami a folyadékban fellépő surlódási ellenállásnak felel meg, éppen úgy mint a hidrodinamikában, a részecske sebességével arányos, akkor a részecske átlagos elmozdulására éppen úgy az (5) alatti formula vezethető le. Mindez különben jól összegyeztethető a *Maxwell—Boltzmann*-statisztikára épülő *Rayleigh—Jeans*-elmélettel. *Einstein*nek sikerült azonban később (1917) kimutatnia, hogy a *Planck*-formulát alapul véve is helyes eredményre jutunk.

Feltevésünk az volt, hogy az elektromágneses térnek, mint »oldószernek« a molekulái az ide-oda cikázó hullámok. Kézenfekvő azonban akkor ezeket »valóságos molekuláknak«, tehát részecskének tekinteni, hiszen akkor a most vázolt különös viselkedésük egészen érthető lesz. Így jutunk el *Einstein* foton-hipotéziséhez, melynek megfelelően egy ν frekvenciához tartozó foton energiája és impulzusa

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Előbb a fotoeffektus, majd később 1923-ban a *Compton*-effektus igazolta e merész gondolatmenet létjogosultságát.

Érdekes, hogy *Planck* kezdetben nem akceptálta meggondolásait. »*Theorie der Wärmestrahlung*« c. könyvének 1906-ban megjelent első kiadásában, egy lábjegyzetben (160 old.) tiltakozik az ellen, hogy a *Rayleigh—Jeans*-formula érvényességi határán túlmenően alkalmazható lenne *Einstein* gondolatmenete. Bár könyvének további kiadásából elhagyta az említett lábjegyzetet, *Einstein*-elméletét nem igen érinti.

Hogy mi okozta *Planck* tartózkodó magatartását, azt könnyen kitalálhatjuk:

Most lépett fel a fizika történetében első ízben a fény duális természetének a ténye; századunk fizikájának ez a legmélyebb és legnehezebben érthető felismerése.

A továbbiak során *Einstein* felfedezése részben kétségtelenül beigazolódtott, részben súlyosbodott *de Broglie* 1924-es felfedezésével, amikor nyilvánvalóvá vált a dualisztikus felfogás szükségessége nemcsak fényhullámok és fotonok, hanem az »anyag-hullámok« és mikrorendszerek esetében is.

Ezt a problémát a kvantummechanika van hivatva megoldani, melynek az alapjait javarészt *Einstein* rakta le. Annál csodálatosabb, hogy éppen ő az elmélet kiépítésében egyáltalán nem vette ki a részét. Pedig közben is igen jelentékeny

eredményeket ért el. A speciális és az általános relativitáselmélet, majd több egységes térelmélet kidolgozása mellett számos maradandó munkával gazdagította tudományunkat. Kidolgozta, még 1907-ben szilárd testek specifikus hőjének, 1915-ben az *Einstein—de Haas* effektusnak az elméletét, majd a huszas években *Bose* statisztikájának a felhasználásával újra megalapozta a *Planck*-féle sugárzási elméletet, melyek mind fontos állomásai a modern fizika fejlődésének. Ezeknek a részletezése azonban e referátum szerény keretei között messzire vezetne.

Foglalkozzunk inkább az előbb felvetett problémával: Miért nem foglalkozott *Einstein* kvantummechanikával?

A választ ő maga adta meg erre a kérdésre 1935-ben, amikor néhány munkatársával kifejtette azt a nézetét, hogy a mikrokozmosznak a kvantummechanika keretei közt adott leírását, ill. elméletét nem tartja teljesnek és kielégítőnek. Ezzel megindított egy termékeny nemzetközi vitát, mely talán napjainkban vált a legaktuálisabbá és, amely hivatva van a kvantummechanika elvi alapjainak a tisztázására.

Igen messzire vezetne, ha ezt a vitát akár csak vázlatosan is ismertetni akarnám.² Legyen szabad tehát most végezetül röviden (állásfoglalás nélkül!) csupán *Einstein* nézeteit ismertetnem⁴, hiszen elsősorban ez tartozik *Einstein* életművéhez.

Ismeretes, hogy a kvantummechanika, a *Born*-féle interpretáció szerint, a ψ -függvény meghatározásával megadja annak a valószínűségét, hogy egy részecske adott időpillanatban egy adott helyen, ill. általános esetben, egy mikrorendszer adott állapotban, található. *Einstein* szerint ez a felfogás szervesen hozzátartozik a kvantummechanikához és neki része van abban, hogy ez az interpretáció megszületett, hiszen annak idején, amikor a foton-hipotézist bevezette, ő is így kísérelte meg a fény duális természetével kapcsolatos fogalmi nehézségek megoldását. Tiltakozik azonban az ellen, hogy ennek a felfogásnak összes odiumáért őt tegyék felelőssé! Sokan, és köztük néhányan a legnevesebb fizikusok közül is, a kvantummechanika statisztikai értelmezéséből a mikrovilágban uralkodó indeterminizmusra következtetnek, mások pozitivisták, sőt szélsőséges esetben, idealista nézeteiket vélik vele bizonyítani. Ő ismét leszögezi, hogy világfelfogása nem változott. Most is változatlanul hisz a mikrokozmosz realitásában és tökéletes megismerhetőségében; éppen ezért nem tartja a kvantummechanikát a mai formájában egy teljesen kielégítő »teljes« természetleírásnak.

Ne értsük a dolgot félre! *Einstein* a legnagyobb csodálattal adózik azoknak az eredményeknek, melyeket a kvantummechanika az utolsó három évtizedben produkált. Ő nem részletkérdésekre utal, hanem elvi ellenvetést tesz.

Álláspontját a következő példán világítja meg:

Tekintsünk egy rádióaktív¹ atommagot, mely pl. α -részecskéket emittál. Az α -részecske helyét leíró hullámfüggvény $t = 0$ időpillanatban az atommagnak megfelelő tartományban zérótól különböző és megadja a magkötelékében levő α -rész találati valószínűségét; a magon kívül pedig eltűnik. $t > 0$ időpillanatban a ψ a magon kívül is zérótól különböző értéket vesz fel, tehát nullától különböző lesz a valószínűsége annak, hogy az α -rész a magon kívül található. Az elmélet helyesen meg tudja adni a rádióaktív elem felezési idejét és a többi fontos magfizikai adatokat.

Elégséges azonban a rádióaktív bomlásnak ez a leírása? — kérdi *Einstein*. És nemmel válaszol a feltett kérdésre. Az a helyzet ugyanis, hogy az α -rész egy meghatározott időpontban lép ki a magból. Ezen időpont realitásában nem kételkedhetünk. Viszont a hullámfüggvényből erre az időpontra nem következtethetünk. Következésképpen a ψ -függvény nem adja a rádióaktív atom tökéletes jellemzését és így a kvantummechanika, mely a mikrorendszerek tulajdonságait a hullámfüggvénnyel jellemzi nem tarthat igényt a teljességre!

Arra következtet továbbá ebből a körülményből, hogy a kvantummechanika kijelentései nem egy individuális mikrorendszerre, hanem egy *Gibbs*-féle értelemben vett virtuális sokaságra vonatkoznak és azért nem tekinthetők a kvantummechanika kijelentései teljesnek, valahányszor individuális mikrorendszerre alkalmazzuk őket.

Einstein hisz abban, hogy az individuális mikrorendszerek »teljes leírása« elvben lehetséges és rámutat arra, hogy a következetes fizikai

kutatásnak egy ilyen elmélet megkonstruálását kell célul tűznie.

Azt ígertem, hogy *Einstein* véleményét kommentár nélkül ismertetem. Nehéz is lenne hozzá kommentárt fűzni. Végezetül csak annyit szeretnék megjegyezni, hogy *Einstein* most, 75 éves korában éppen olyan megdöbbenően világosan látja a ma fizikájának a legsúlyosabb problémáit, mint 50 évvel ezelőtt azokat a nehézségeket, melyek megoldásával a mai elmélet alapjait lerakta. Igen komoly feladat lesz a mi generációnknak az általa felvetett problémákat kielégítően megválaszolni. Ha azután egyszer sikerül a választ megadni, az bizonyosan nagy lépésekkel fogja előrevinni a fizikai fejlődését.

Horváth János

Szeged, Elméleti Fizikai Intézet

IRODALOM

1. *L. de Broglie*, L'oeuvre d'Einstein et la dualité des ondes et des corpuscules. — Rev. Mod. Phys. 21. 345. (1949).
2. *L. de Broglie*, Megmarad-e a kvantumfizika indeterminista jellege? — Magyar Fizikai Folyóirat 1. 173. (1953).
3. *P. Frank*, Einstein's Philosophy of Science. — Rew. Mod. Phys. 21. 349. (1949).
4. *A. Einstein*, Expectations of a Definite Form. — Physics today 3. No. 2. 7. (1950).
5. *A. Einstein*, The Advent of the Quantum Theory. — Science, 113. 82. (1951).
6. *W. Meissner*, Max Planck, the Man and his Work. — Science, 113. 75. (1951).
7. *M. v. Laue*, Zu Albert Einstein 70-tem Geburtstag. — Rew. Mod. Phys. 21. 348. (1949).
8. *A. Sommerfeld* and *F. Bopp*, Fifty Years of Quantum Theory. — Science, 113. 85. (1951).

Néhány kísérlet a piezoelektromos jelenségek köréből

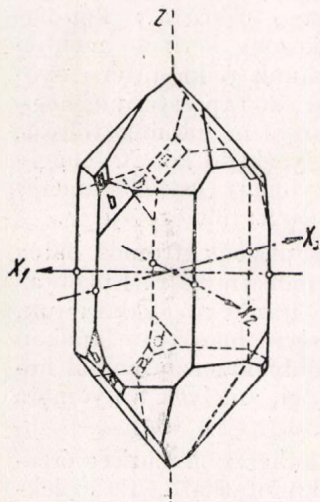
1. *A piezoelektromos jelenség.* A piezoelektromos kristályokat igen széles körben alkalmazzák a technikában és a tudományos kutatásokban egyaránt. Piezoelektromos kvarckristályt használnak sok modern rádió adókészülékben az adó frekvenciájának stabilizálására. Kvarckristályok stabilizálják a mérőtechnikában használatos frekvencia normákat és állítják elő az akusztikában az ultrahangot. Piezoelektromos kristályokat találunk a kristálymikrofonban, a gramofonok hangszedőiben, stb.

A piezoelektromos hatást a Curie fivérek fedezték fel 1880-ban. Azt találták, hogy ha megfelelően kimetszett kvarckristálylapok felületére nyomást fejtünk ki, azokon elektromos töltések keletkeznek. A szabaddá

váló töltések mennyisége arányos a nyomással és előjele ellenkezőre változik, ha nyomás helyett húzóerővel hatunk ugyanazokra a kristálylapokra. Piezoelektromos hatást észleltek sok más kristályon is. Így pl. a turmalin, a kvarc, a cinkszulfid, stb. kristályoknakál.

Piezoelektromos hatás a tapasztalat szerint minden olyan kristálynál észlelhető, amelynek egy vagy több polártengelye van. Polártengelyeken értjük a kristályban elképzelt olyan irányokat, amelyeknek a kristállyal alkotott két dőféspontja nem egyenlő értékű, tehát egymással nem cserélhető fel. Ha a kristályt valamely polártengelyére merőleges irányban 180°-kal elforgatjuk, a kiindulási helyzettel nem hozható fedésbe.

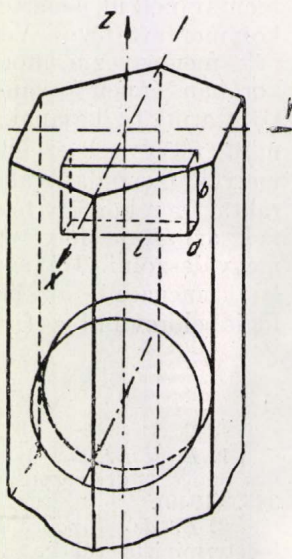
Vegyünk kezünkbe egy kvarckristályt. E kristály hatoldalú hasáb, amelynek mindkét végét hexagonális gúla határolja (1. ábra). A gúlák csúcsát összekötő tengely az optikai (Z) tengely, az erre merőleges és a szemben fekvő éleken átmenő tengelyek az elektromos polártengelyek. Ezeket az egymással 120°-ot bezáró tengelyeket X_1 , X_2 , X_3 -mal jelöljük. Az optikai tengelyre és az oldallapokra merőlegesek az Y, vagy mechanikai tengelyek. Az egyes tengelyekre merőleges metszetet



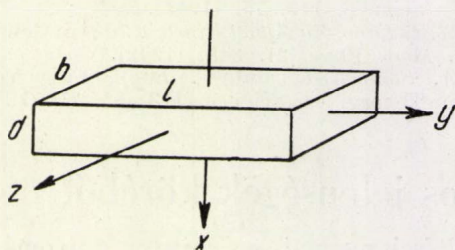
1. ábra

az illető tengelyről nevezték el. Eszerint az X metszet merőleges az X tengelyek valamelyikére.

A kristály felületén mechanikai behatásra keletkező töltés akkor a legnagyobb, ha a felület valamely polártengelyére merőleges. Kísérleteinkben felhasznált kristályok X metszetűek, azaz felületük párhuzamos a Z tengellyel és merőleges valamelyik X tengelyre. Ezeket Curie-metszeteknek is hívják (2–3 ábra). Ha az ilyen módon kimetszett kvarclemezre a X tengely irányában nyomást gyakorolunk, a bl felületeken pozitív, illetve negatív töltés észlelhető. Ezt a hatást *longitudinális direkt piezoelektromos hatásnak* nevezzük. Ha a kristályt az Y irányban széthúzzuk, ismét az előbbi felületeken kapunk pozitív, illetve negatív töltéseket. Ez a hatás a *transzverzális*

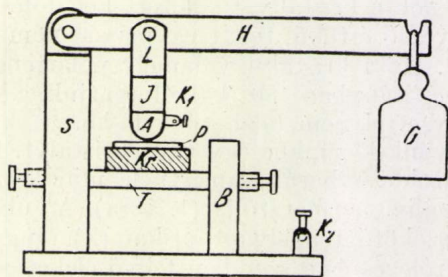


2. ábra



3. ábra

zális direkt piezoelektromos hatás. Ha az előző eseteknek megfelelően nyújtjuk, illetve nyomjuk a kristályt, akkor a bl felületeken ellenkező töltéseket kapunk.



4. ábra

A Z irányban összenyomott, vagy nyújtott kristály felületén töltés nem jelentkezik.

2. A *direkt piezoelektromos hatás.* a) A hatás kimutatása *sztatikus módszerrel.*

A vizsgálandó kristálylemez f fémelektrodák közé helyezzük s a nyomáskor fellépő elektromos töltést érzékeny elektrométerrel mérjük. Erre a célra kiskapacitású fonalas, vagy quadráns elektrométer jöhet szóba. A 4. ábrán látjuk a kísérleteinkben felhasznált készüléket. Az egykarú emelő segítségével a kristály felületére nyomást gyakorolhatunk akár kézzel, akár az emelő végére akasztott súllyal. A nyomást az L rúd közvetíti, amelynek A -val jelzett alsó vége fém. Az A -t közbeiktatott J keménygumi vagy borostyánkő résszel a kartól igen jól elszigeteljük. A K_1 szorítót összekötjük az elektrométerrel. A kristályt a T állítható fémasztalkára tesszük s ezt, mint másik elektródot (K_2), az elektrométer házával kötjük össze. A nyomórúd és a kristály közé kb. 2 mm vastagságú rézlapot (P) helyezünk, hogy ezáltal az egyenletes nyomást biztosítsuk. A kvarclemezt úgy helyezzük az asztalkára, hogy az X tengely merőleges legyen az asztallapra s így a nyomást az X tengely irányában gyakoroljuk. Az elektrométeren a töltés feszültséget létesít. Fordítsuk meg a kristályt s gyakoroljunk rá ismét nyomást. Ebben az esetben ellenkező töltést kapunk. Ha a kristályt úgy helyezzük el, hogy a nyomást az Y illetve Z irányában kapja, az elektrométer nem tér ki.

A piezoelektromos hatást a leírt készülék nélkül is kimutathatjuk, ha rendelkezünk két kristállyal. Helyezzük vízszintes lapra az egyik kvarclemezt, s fémlemez közbeiktatásával tegyük föléje a másikat. A fémlemez kössük össze az elektrométerrel, s gyakoroljunk nyomást a felső kvarc felületére. Ha a megfelelő lapok vannak egymással szemben, az elektrométer feszültséget jelez.

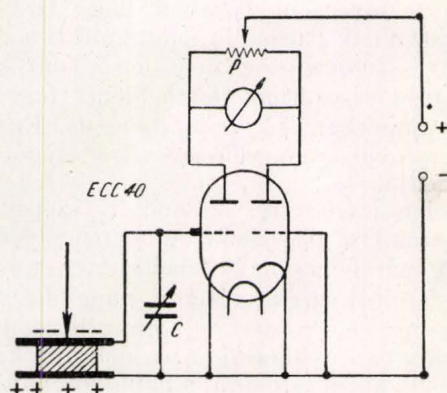
Kimutatható a húzáskor, táguláskor keletkező töltés is. Ekkor azonban a nyomáskor keletkezett töltést el kell vezetni. Amikor a nyomás megszűnik, az elektrométer ellenkező töltést mutat.

Az elektromos tengelyek helyzetét is kikereshetjük készülékünkkel. Z metszetű kristályt korongalakúra csiszolunk és a korong kerülete mentén átmérő irányában gyakorolunk a kristályra nyomást. A kristályt forgatva azt tapasztaljuk, hogy az Y tengelyek irányában nem kapunk töltést, ettől jobbra és balra elhelyezkedő két X tengely végpontjában gyakorolt nyomásra az elektrométer ellenkező előjelű maximális feszültséget jelez.

A tranzverzális direkt piezoelektromos hatás készülékünkkel szintén demonstrálható. Ebben az esetben a nyomást az Y irányban gyakoroljuk, a töltés pedig az X tengelyre merőleges lapokon jelenik meg. Ezért ez utóbbiakat sztaniolból készült elektródákkal látjuk el, amelyek a nyomott felületekre áthajolnak.

A kristály felületén keletkezett feszültség érzékeny csővoltmérővel is kimutatható. Piezoelektromos mérésekre alkalmas csővoltmérőt az 5. ábrán mutatunk be. A keletkezett töltés igen csekély,

így a nyomókészülék nagyon jó szigetelése mellett a csővoltmérő rácsa és katódja közötti szigetelést is igen gondosan kell megoldani. (Keménygumi, borostyán).



5. ábra

A piezoelektromos töltéseket az anódkörben történő áramerősségváltozásokkal észleljük (nagyságrend $10^{-5} - 4 \cdot 10^{-6}$ Amp). A műszert előzőleg a rajzon látható P potencióméterrel kompenzáljuk, hogy kitérése 0 legyen.

b) *A kristály felületén keletkező töltés és feszültség nagysága.* Az X tengelyre merőleges felületeken keletkezett töltés csak az össznyomás, p nagyságától függ, de független a kristályfelület nagyságától.

$$Q = d_{11} \cdot p$$

d_{11} -el jelöli az irodalom a Curie-metszet piezoelektromos állandóját, amelynek értéke kvarc esetében $6,9 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{1/2} \text{ g}^{-1/2} \text{ sec}$. Így pl. 1 kg/cm^2 nyomásnál $0,069 \text{ cgs}$ egységnyi elektromos mennyiség keletkezik.

Az elektródok között elhelyezett kristály az elektródokkal kondenzátort képez, amelynek kapacitása C. A kristály nyomásakor keletkezett töltés ezen a kapacitáson $V = \frac{d_{11} \cdot p}{C}$

feszültséget létesít. Ezt a feszültséget csővoltmérővel pontosan mérhetjük. Ha a kvarclemez szélessége b , hossza l , vastagsága d , akkor

$$V = \frac{4\pi \cdot d}{b \cdot l} d_{11} \cdot p$$

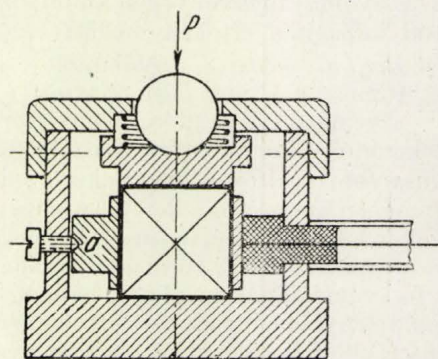
pl. a $0,2 \text{ cm}$ vastag, 2 cm hosszú és 1 cm széles kvarckristály esetén 1 kg/cm^2 nyomás mellett $V = 6 \text{ Volt}$.

A valóságban ez az érték mindig kisebb, mert a C kapacitáshoz még a kapcsolóelemek, a feszültségmérő stb. kapacitása is hozzáadódik.

c) *Nyomásmérés piezoelektromos kristályokkal.* Ezek az összefüggések lehetőséget adnak kvantitatív mérésekre is. Ha két mennyiséget megmérünk, a harmadik kiszámítható. A gyakorlatban fontos a d_{11} piezoelektromos állandó meghatározása. Ennek ismerete alapján a piezoelektromos kristályt felhasználhatjuk nyomás meghatározására. A nyomásmeghatározás fizikai, illetve technikai felada-

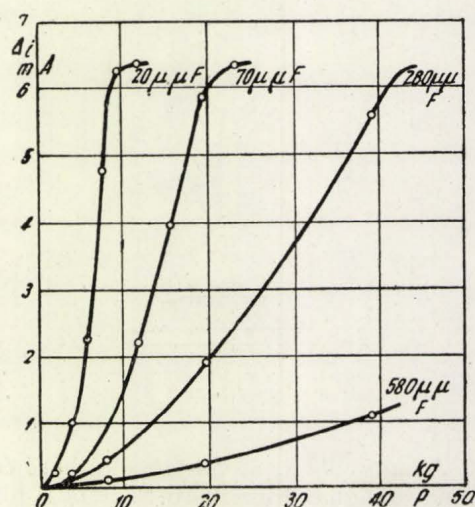
tát visszavezettük a Q töltés, illetve ezen töltésnek megfelelő feszültség mérésére. A technikában így mérnek nyíró nyomást, fenéknyomást, taszító nyomást, robbanómotorok hengereiben gáznyomást, rezgési erőt és rázkódtatási erőt.

Nyomásméréseknél rendszerint kvarcot használnak, mert piezoelektromos tulajdonságai legpontosabban ismeretesek és mérhetők. Érzékenysége elég nagy, elektromos vezetőképessége kicsiny, elasztikus tulajdonságai igen jók. Az ilyen célra felhasznált kvarc saját frekvenciája a rezonancia elkerülése céljából több nagyságrenddel legyen nagyobb, mint a regisztrálandó mennyiséghez tartozó legnagyobb frekvencia. A gyakorlatban rend-



6. ábra

szerint kb. $100\,000 \text{ Hz}$ és magasabb frekvenciájú kristályokat használnak, amelyek kocka, vagy lemez alakúak, az X és Y tengelyek a felületekre merőlegesek. A nyomás hatására a kvarc felületén keletkezett töltés elektrométerrel, katódsugár-oscillográffal, vagy csővoltmérővel mérhető.



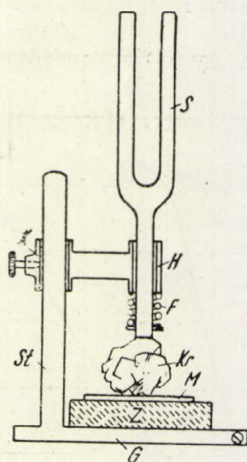
7. ábra

A nyomásmérő kamra felépítése a 6. ábrán látható. Kockaalakú kvarckristályra a nyomást az Y irányában adjuk, az elektródákat az X irányra merőleges lapokra szereljük. A mérendő nyomást acélgolyó segítségével acélból készült nyomólappal

visszük a kvarc felületére. Az egyik elektród a kristályra fekvő a lap, amely az acélkamrával fémes összeköttetésben van. A másik elektródról a töltést a háztól jól elszigetelt (borostyán, keménygumi, stb.) vezetővel visszük csővoltmérőre. A készülék érzékenységet a szigetelés és a csővoltmérő érzékenysége szabja meg. Az érzékenység a rács és a katód közé kapcsolt C kapacitás segítségével szabályozható. Ezzel a kapacitással a kamrában lévő kvarc kapacitását növelhetjük, s változtatásával a mérési határt a magasabb nyomások felé is ki tudjuk terjeszteni. Ezt a kondenzátort is igen jól kell szigetelni.

A 7. ábra a csővoltmérő anódáramváltozását mutatja a nyomás függvényében különböző nagy rács-katód kapacitás értékek mellett.

d) *Dinamikus módszer.* Valamely kristály piezoelektromosságát megvizsgálhatjuk a Bergmann-tól származó dinamikus módszerrel is. A fém elektródok közé helyezett kristály felületére periodikus nyomásváltozásokat gyakorolunk. A rezgések ütemében az elektródokon keletkezett töltésváltozásokat közönséges alacsonyfrekvenciájú erősítőre vezetjük s a hangszóróban a nyomásingadozások frekvenciájának megfelelő hangot halljuk. A periodikus nyomásingadozásokat legkényelmesebben hangvillával állíthatjuk elő, amelyet megütünk s azután szárával a kristályra helyezünk. A kristály X tengelye egybeesik a hangvilla tengelyével. A hangvilla rezgései a kristályban a frekvenciának megfelelő elég nagy nyomásváltozásokat okoznak. A 8. ábrán láthatjuk a kísérleti össze-



8. ábra

állítást. A hangvilla az állványon eltolható és bármilyen magasságban rögzíthető. Szára a H hüvelyben mozgatható s beállításakor az F rugó szorítja a kristályhoz. A G alaplemeze Z szigetelőlap fölé M fémlap helyezhető. Erre a fémlapra tesszük a kristályt. Az M fémlapot az erősítő rácsával, a G alaplaptól pedig katódjával kötjük össze. A hangszóróban halljuk a hangvilla rezgéseit. Ajánlatos az esetleges begerjedés elkerülésére az egész készüléket gumilapra helyezni. Az anódkörbe kapcsolt

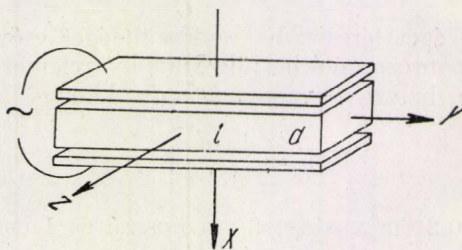
milliampermérőn ugyanolyan feltételek mellett a különböző anyagokban keltett piezoelektromos effektus az áramerősség nagyságában kifejezhető. (Pl. kvarc 25 mA, cukorpor 15 mA).

Nagy előnye a módszernek, hogy az alkalmazott kristálynak (turmalin, cinkszulfid, nádeukor, borkősav, seignette-só), nem feltétlenül kell kismetszett és csiszoltnak lennie, lehet természetes kristályállapotban, sőt poralakban is. Ez utóbbi esetben a rövidzár elkerülésére a kristályport üveglappal fedjük le.

Ezzel a módszerrel különösen szépen lehet demonstrálni a piezoelektromos tengelyek helyzetét. A már felhasznált Z metszetű, korongalakúra csiszolt kvarckristályt a hangvilla alá helyezzük úgy, hogy szára a korong kerületére átmérő irányban gyakoroljon nyomást. A kristályt a Z tengely körül forgatva, a hangszóróban hallott hang hol maximális erősségű, hol pedig eltűnik. Így a kvarclemez 3 elektromos tengelyének irányja kikereshető.

A leírt kísérleti összeállításnál nagy hátrányt jelent, hogy a hangvilla igen gyorsan csillapodik. Ezért gondoskodni kell, hogy a hangvilla állandó amplitudóval rezegjen. Ez azáltal érhető el, hogy a hangvillát váltóáramú elektromágnessel gerjesztjük, vagy pedig hangszóró membránjára keménygumiból készült rudat szerelünk s hanggenerátorral működésbe hozott hangszóró rezgéseit ennek segítségével visszük a kristályra. Az ebonitrúd végén lévő fém érintkezőről, illetve a rugalmasan kiképzett alaplaptól vezetjük a töltéseket az erősítőhöz.

3. *Reciprok piezoelektromos hatás.* Ha a polártengelyekre merőleges kristálylapokon feszültségkülönbséget létesítünk, a kristály a tér egyik irányában összehúzódik, a másik irányban kitágul. A töltések felcserélésekor a kristály ellenkező értelmű térfogatváltozást szenved. Kapcsoljunk a piezoelektromos kvarclemezre váltófeszültséget,



9. ábra

hogy a tér iránya összeessen a piezoelektromos tengellyel. A kvarckristálylemezt kondenzátor két lemeze közé helyezzük s a lemezeket váltófeszültségforrással kötjük össze. (9. ábra.) A kvarc az elektromos tér váltakozásának egyik fázisában összenyomódik, az azt követően pedig ugyanolyan mértékben kitágul. Ilyen esetben a kvarc váltófeszültség frekvenciájának megfelelően rugalmas rezgéseket végez. A rezgések amplitúdója maximális, amikor az elektromos frekvencia és a

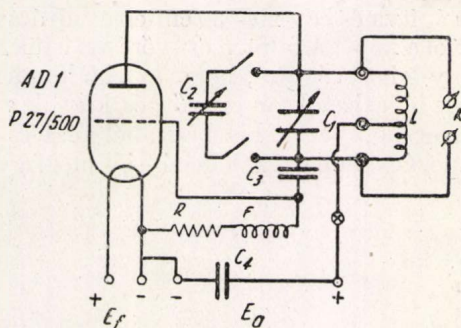
kristálylemez saját frekvenciája között rezonancia van.

Az X tengely irányában történő vastagságváltozás arányos a felületekre kapcsolt feszültséggel:

$$\delta = d_{11} \cdot V = 2,12 \cdot 10^{-10} \cdot V$$

ahol a V feszültséget voltokban mérjük és a vastagságváltozás értékét cm-ben kapjuk.

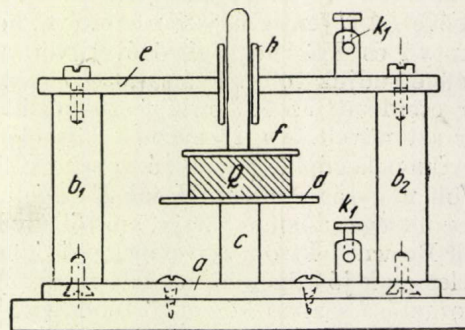
A piezoelektromos kristályokat nagyfrekvenciás csőgenerátorokkal keltett csillapítatlan rez-



10. ábra

gések útján hozzuk rezgésbe. A 10. ábrán látunk ilyen generátort. A kvarcot a rezgőkör kondenzátorával párhuzamosan kapcsoljuk és a kondenzátor kapacitását úgy változtatjuk, hogy a kvarc saját rezgéseit kapjuk.

A kvarcot a 11. ábrán látható tartóba helyezzük, a felső elektródát kb. $\frac{1}{2}$ mm távolságra állít-



11. ábra

juk a kristály felületétől. Majd ráhangoljuk a generátort a kristály önrezgésszámára, azt tapasztaljuk, hogy a kvarc »táncol« a foglalatban. A kristálynak az elektródákhoz való ütődése hangot ad, amit jól észlelhetünk.

A generátor anódkörébe kapcsolt műszer is mutatja a kristály rezgéseit. Ha a kristály rezeg, rezonancia esetén a műszer az anódáram megemelkedését mutatja. A gyakorlatban még több módszer is ismeretes a rezgés kimutatására.

Tamás Gyula

Orvosi Fizikai Intézet, Budapest

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

A Millican-féle kísérlet modellszerű bemutatása

A kísérleti fizika tanításában már a középfokú iskolákban is szerepel a Millican-féle kísérlet, amelynek elvi jelentősége van. Ugyanis ez a kísérlet szolgáltatja azt a bizonyítékot, hogy az elektromosság diszkrét elemi elektromos részekből áll, vagy amint ezt röviden kifejezni szoktuk, az elektromosság atomos szerkezetének a bizonyítékát. Az egyetemi oktatásban a Millican-kísérlet a haladottabbak gyakorlatain mint mérési feladat szerepel. Az előadásokon szemléletes bemutatásról van szó, ott a súlypont a kísérlet keresztülvitelének elektrosztatikai mozzanatain van. A kezdő hallgatónak fokozatosan kell megszoknia az elektromos erőhatások megvalósítását és a Millican-kísérletben éppen az az érdekes, hogy egy közönséges testet elektromos úton lebegésben tudunk tartani a nehézségi erővel szemben.

A lebegés igen sokat izgatta régebben az emberek fantáziáját. A színes mesék, legendák világából származik a mondás Mohamed lebegő koporsójáról. Régebbi útleírásokban fantasztikus mesék fordulnak elő, hogy a dervisek extázisban társukat — anélkül, hogy hozzáérték volna, — magasba emelik.

A Millican-kísérletben a lebegésnél szereplő egyensúlyviszonyokat és hatóerőket természetesen pontosan ismerjük.

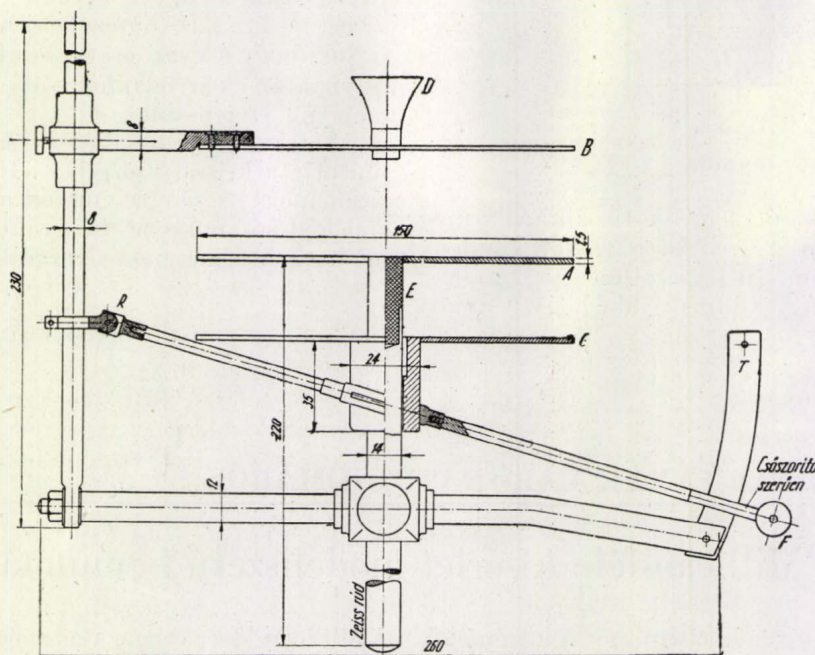
A modellszerű bemutatás pontosan Millican berendezése szerint történik, csak a méretek mások. Egy kondenzátor lemezei 5–7 cm távolságban vannak egymástól, lebegő részecskének finom bodzabél szeletkéket, vagy durvább fa-reszeléket használunk. A bodzabél-szeletkéket zsilett-pengével lehet könnyen elkészíteni. Azért célszerű szeletkéket készíteni, mert így nagyobb felületet nyerünk, tehát a levegővel való súrlódás nagyobb lesz és a nagyobb részecskék jobban is láthatók.

A berendezés és működése a következő: AB mérőkondenzátor. A B lemez le van földelve, az A lemez szigetelve van az E ebonit darabbal. A bodzabél-szeletek az A lapra jönnek és ha az A lapnak töltése van, azok is töltést vesznek föl. Kis ütés az asztalra elég, hogy egyes szeletkékek a levegőbe repüljenek. Sok részecske eléri a B lapot és ott függve is maradhat. Ha az AB lapok között a térerősséget megfelelően állítjuk be, egyes bodzabélrészecskék a levegőben lebegve maradnak.

A térorrösségnek ez a beállítása úgy történik, hogy változtatjuk az A lemez feszültségét, de nem úgy, mint a Millican kísérletben, hanem itt a C lemez segítségével. A C lemez úgy van szerelve, hogy az F fogantyú és FR rúd segítségével gyorsan fel-, vagy lefelé tudjuk tolni. Ezáltal a C lemez közelítéskor csökkenti az A lemez feszültségét, távolításakor azt növeli. Az A lemeznek dörzsölőrúddal v. kis influenza gépből feszültséget adunk, 2000—3000 Volt nagyságrendben. Ha az E szigetelés jó, ezt a feszültséget a lemez tartja, amiről egy hozzákapcsolt Brown elektrométerrel meggyőződhetünk. A kísérlet csak jó szigetelés mellett megy. A C lemez mozgatása szabad kézzel történik az F fogókon át. Az F fogó két lemeze automatikusan ráfekszik a T rúdra és a C helyzetét rögzíti. Ha az F fogót megfogjuk, azaz a két szembenálló gombot

lakkal összeragasztunk, de úgy méretezzük magasságukat, hogy ne ériék el a B lapot. Ez esetben az üvegzetta a levegőáramokat csökkenti, de elektrosztatikailag is akadályozza a részecske eltávozását, mert az üveg fokozatosan az A lemeztől töltést vesz fel és így, ha a lebegő részecske feléje közeledik, azt magától eltaszítja.

A készülék az alsó szárával egy lovasba fogható és a vetítőasztalra helyezhető. A kondenzátort úgy állítjuk be, hogy egy hosszú fénykéve haladjon rajta át, mikor is az egész AB közti tér át lesz világítva és egy 20–30 cm-es gyújtótávolságú lencsével a képet a falra v. ernyőre vetítjük. A vetítést úgy lehet végezni, hogy az AB kondenzátorlemezek is láthatók az ernyőn és köztük a lebegő kis részecske. Bár a kis bodzabél részecske nem ad impozáns képet, a lebegés jól megfigyelhető.



összenyomjuk, a rögzítés megszűnik és a C lemez könnyen mozog. Fontos, hogy ez a mozgás könnyen történjék, mert csak így tudjuk a C lemez mozgatásával a feszültséget kellő gyorsasággal változtatni.

A bemutató úgy történik, hogy az asztalra ültve, az A lemezre szórt bodzabél darabkákból egyesek felugranak. Ekkor kezünket az F -en tartva egy lassan mozgó részecskét figyelve, a C -t úgy mozgatjuk le v. fel, hogy ez a részecske a levegőben lebegve maradjon. Ezt gyakorolni kell, de kis gyakorlat után jól sikerül. Rendesen nem érjük el v. ritkán érjük el, hogy egy részecske megálljon, de elérjük azt, hogy egy részecske percekig lebeg a térben. Természetesen a C lemezzel mintegy vezéreljük a részecske mozgását. A legtöbb esetben az történik, hogy a részecske vízszintes kísérője a kondenzátorok közül. Ezt megakadályozhatjuk úgy, hogy az AB térbe egy üvegládikát teszünk, négy üveglemezt oldalt kis papírszeletkével v.

A kísérletet így mutattam be már 1945/46-ban a kolozsvári Bolyai-egyetemen az elektrosztatikai előadások közben. Újabban azt a változtatást végeztük, hogy az üvegdoboz helyébe egy üvegládaszkát alkalmazunk, paraffinolajjal és a bodzabél részecske helyett kb. 5 mm átmérőjű kis fémgolyócskát alkalmazunk. A fémgolyót vékony rézlemezről préseltük és addig reszelgettük le, amíg paraffinolajban a sűrűlódás következtében egészen lassan esett le. A golyócskának most úgy adunk töltést, hogy a B lemezre ebonit tölcserst készítettünk, amelynek belső falán kis alumíniumlapocska volt. Ez az alumínium lapocska egy dróttal kapcsolatban áll az A lappal. A golyócska a beejtés alkalmával tehát töltést vesz fel és az A lap az egynemű töltésű golyócskát taszítja. A C lemez mozgatásával kényelmesen lehet állítani azt, hogy a golyó most megálljon. Ennek a kivetítése most sokkal szebb képet ad és mivel ez teljesen nyugodalomban marad, sokkal jobb hatást is tesz. Az elő-

adónak van ideje magyarázni és egyenként megmutatni, hogy ha a C lapot lefelé mozgatja, tehát az A lemez feszültségét emeli, a golyócska fölfelé mozog, ha a C lemezt felfelé mozgatja, a golyócska lefelé fog mozogni. A berendezéssel ebben a formában a Millican-féle műveleteket teljesen jól meg lehet egyenként mutatni. A készülék ebben a formában mérőfeladatnak is használható. Az olajnak is jól kell szigetelnie, tehát esetleg savtalanítani és vízteleníteni kell; ez utóbbit óvatos kifőzéssel érhetjük el.

Az üvegkádát a következőképpen készíthetjük

el: a fenéklemezt 1 mm vastag sárgarézlemezről vágjuk négyzetes alakúra s négy oldalát kb. 6–7 mm-re merőlegesen felhajtjuk. Az oldallemezeket üvegből vágjuk olyanra, hogy az alaplamez felhajtott keretébe pontosan illeszkedjenek. Az oldallemezek magassága kb. 4–5 cm legyen. A küvetta alkatrészeit amilacetátban oldott celluloiddal kell összeragasztani.

Gyulai Zoltán és Levis Erő
Az Építő-Ipari Műszaki Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézete

Diffrakciós színek előállítása

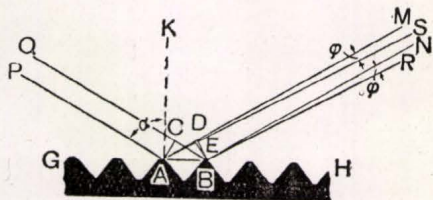
A. M. Bikszon, V. D. Jermoljenko és A. A. Filamov

(Krimi J. V. Sztálin Orvosi Intézet Fizikai Tanszéke,)

A tapasztalat szerint a középiskolában az optika fejezetei közül a fényelhajlás tanítása állítja legnehezebb feladat elé a pedagógust. Eredményes tanítása aligha lehetséges, ha a tanár jól előkészített demonstrációval nem kíséri magyarázatát. A többi szemléltető kísérlet mellett fontos szerepet kell betöltenie a fényelhajlás demonstrációjának.

Diffrakciós színek előállítását általában optikai rács segítségével szokás előállítani. Nem egyszer azonban (főleg a vidéki iskolákban) optikai rács hiánya miatt be sem mutatják a fényelhajlás jelenségét. De még ha van is a szertárban optikai rács, a kísérlet nem mindig éri el a kívánt célt. Többször hallottunk középiskolai tanulóktól olyan kijelentést, hogy a színek létrejötte az a magyarázata, hogy a diffrakciós rácsban a sugarak »felbomlanak» vagy »megtörnek». Az ilyen helytelen elképzelés oka valószínűleg az, hogy a tanulók a spektrum létrejöttét szorosan összekapcsolják a fénynek az üvegen való áthaladásával, amiből a rács készült. Ezért didaktikai szempontból fontosnak tartjuk, hogy az optikai ráccsal előállított színek kivételével olyan kísérletet is bemutassunk, ahol a színek átlátszatlan felületen való visszaverődés során jön létre.

E cikk egyszerű módszert ismertet ilyen színek előállítására. A kísérlet bemutatását különösen fontosnak tartjuk abban az esetben, ha a tanár optikai ráccsal nem rendelkezik.



1. ábra

Vizsgáljuk meg a fény visszaverődését olyan barázdás felületről, amilyen az 1. ábrán látható. Essenek a felületre α szögben fehér fény párhuzamos sugarai. A PA és a QB egyenes két ilyen sugarat tüntet fel. Huygens elve értelmében az

A és a B pont új pontszerű fényforrásnak tekinthető. E pontok szerepe hasonló az optikai rács réseinek szerepéhez. Rács esetén az A és B pontból kiinduló sugarak útját követnünk kellene a GH lemezen át a felfogó ernyőig. Visszaverő felület esetén az A és B pontból kilépő sugarak csak a lemez felső oldala felé terjedhetnek. Az ábra alapján látható, hogy az AM és BN sugarak párhuzamosak és az AK normálissal α szöget zárnak be. Ha ezeket a sugarakat lencsével egyesítjük, a felfogó ernyőn fehér fényt kapunk. (A lencse az ábrán nincs feltüntetve.) Ha ugyanis az A ponton át megrajzoljuk a PA és a QB sugarakra merőleges hullámfelületet, a B ponton át pedig az AM és a BN sugarak hullámfelületét, egyszerűen megállapítható, hogy az egyes sugaraknak az egyik felülettől a másik hullámfelületig megtett AD, illetve CB útja egyenlő. (Az ábrán AC, illetve BD jelöli az említett hullámfelületek metszévonalát). Az előbbiekből következik, hogy ahol a sugarakat egyesítjük, azonos fázisú rezgések adódnak össze.

Az is könnyen belátható, hogy egy másik párhuzamos sugárpár (pl. az AS és a BR), mely az AM és BN sugarakkal φ szöget zár be, fáziskülönbséggel fog egyesülni. A sugarak AE ill. CB útja ugyanis az egyes hullámfelületek közt nem egyenlő. Attól függően, hogy milyen λ hullámhosszal lesz egyenlő a sugarak útkülönbsége, adott φ szögben a felfogó ernyőn a spektrum különböző színeit fogjuk kapni. Egyszerű számolással kimutatható,¹

¹ Az ACB és AEB háromszögekből:

$$AE - CB = AB \sin(\alpha + \varphi) - AB \sin \alpha \quad (1)$$

Egyszerű trigonometrikus átalakítás után:

$$AE - CB = 2AB \sin \frac{\varphi}{2} \cos \left(\alpha + \frac{\varphi}{2} \right) \quad (2)$$

Mint hogy a φ szög kicsi, ezért $\sin \frac{\varphi}{2} \approx \frac{\varphi}{2}$ és $\frac{\varphi}{2} \ll \alpha$,

tehát:

$$AE - CB = AB \cos \alpha \cdot \varphi \quad (3)$$

Ismeretes, hogy a λ hullámhosszúságú sugarak az ernyőn akkor erősítik egymást, ha teljesül az $AE - CB = n\lambda$ feltétel (n egész szám). Ennek figyelembe vételével:

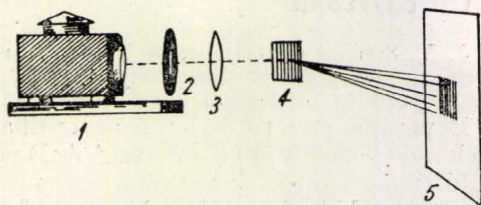
$$AB \cos \alpha \cdot \varphi = n\lambda. \quad (4)$$

n határozza meg a spektrum rendszámát.

hogy ebben az esetben egy színekpívonat hullám-hossza, melyre az ernyő adott helyén az interferáló sugarak erősítik egymást, arányos az elhajlás φ szögével.

A 2. ábrán felvázoltuk a kísérleti berendezést. Visszaverő felületként új gramofonlemez-darabkát használtunk. A lemezből 5×5 cm méretű négyzetet vágtunk ki úgy, hogy két szemközti oldala merőlegesen legyen a lemez sugarára.

A kísérlet elvégzése nem jelent nehézséget. Egy vetítőlámpa és lencse segítségével az ernyőn előállítjuk egy rés éles képét. Azután a visszaverő lemezkét úgy helyezzük el, hogy a sugarak nagy



2. ábra

szögben essenek a felületére (súroló beesés) és a lemezke barázdái párhuzamosak legyenek a réssel.

Geometriai megfontolás alapján szélesebb spektrumot várunk akkor, ha a lemezkét közelebb helyezzük a diafragmához. A kísérlet azonban azt mutatta, hogy ebben az esetben a lencsét a lemezke és a rés közé kell tenni, amint a 2. ábrán látható. Ha a lemezkét a rés és a lencse közé tesszük, rosszabb színekpet kapunk. Ez a körülmény valószínűleg azzal magyarázható, hogy ilyen lemez-helyzet esetén a lemez felületéről érkező idegen sugarak a felület képét állítják elő a felfogó ernyőn, és ez a kép a spektrumra szuperponálódik.

Végül néhány szempontot szeretnénk kiemelni.

1. A visszaverő lemez felületének alakja szabad

szemmel jól kivehető, míg az optikai rács rése és karcolatai szabad szemmel nem láthatók.

2. Az elhajlási kép közvetlenül is jól megfigyelhető, ha szemünk elé helyezünk egy gramofonlemez-darabkát és a lámpa felé nézünk úgy, hogy a fénysugarak súrolva essenek a felületére és merőlegesen a lemez barázdáira.

Így az órán rendkívül egyszerű módon kapcsolhatjuk össze a demonstrációt a közvetlen megfigyeléssel.

3. A visszavert sugarakkal előállított színekpéleesebb és szélesebb, mint az a spektrum, melyet a középiskolában használatos optikai rács segítségével kapunk.

A fenti számolásból látható, hogy a rácsállandó szerepét a mi esetünkben az $AB \cos \alpha$ mennyiség játssza.² Ha α értéke közel van 90° -hoz, az $AB \cos \alpha$ értéke kisebb lehet a használatos optikai rács állandójánál.³ Ilyen esetben a színekpívonatok szélessége nagyobb.

Ha a visszaverő felület fogazatai (1. ábra) legömbölyítettek, akkor csak az A és B pontból verődnek vissza α szögben a sugarak. Ugyanakkor az optikai rács minden részén sok olyan pont van, amelyből kilépő sugarak ugyanazon irányban erősítik egymást. Ez a körülmény az elhajlási kép bizonyos fokú elmosódására vezet.

A fenti két körülmény folytán a lemezkével jobb spektrum állítható elő.

Megjelent a Fizika v. skolye 1953. 6. számában.

² Rácsállandónak nevezzük két szomszédos rés közepe közti távolságot.

³ Az optikai rácsot is elhelyezhetjük úgy, hogy a sugarak beesési szögét megnöveljük. Ezáltal megnő a rács felbontó képessége is. Azonban ilyen nagy beesési szög esetén nagyon lecsökken az áthaladó fény intenzitása, s a sugarak nagyobb része verődik vissza. Másrészt 90° -hoz nagyon közeli beesési szögek nem valószínűsíthetők meg, mivel a rács átlátszatlan helyeit képező karcolatok véges mélységűek.

EGYESÜLETI ÉLET

III. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYÜLÉS

Budapest 1954. szeptember 22–25.

Társulatunk az idén szeptemberben rendezi meg a magyar fizikusok hagyományossá vált évi találkozóját, a Fizikus Vándorgyűlést.

A vándorgyűlés tárgyát a hazánkban folyó tudományos és gyakorlati jelentőségű kutatások három területe fogja alkotni: *atomfizika, anyagszerkezeti kutatások, optika*.

Társulatunk tagjaihoz, valamint egyetemi, akadémiai és ipari kutatóintézetekhez kiküldött felszólítások alapján a magyar fizikusok száznál több előadást jelentettek be, melyek legnagyobb részét élőszóban hallhatják majd a vándorgyűlés résztvevői. Az, hogy az utolsó vándorgyűléshez képest kétszeresére növekedett a vándorgyűlésre bejelentett előadások száma, híven tükrözi a Magyarországon folyó tudományos munka fejlődését, kiterjedésedését. A nagyszámú előadás megtartásához szükséges idő a négy napos vándorgyűlésen nem állhat rendelkezésre. Hogy ne kelljen értékes előadásokat lemondanunk, Társulatunk elnöksége úgy döntött, hogy az előadások egyidőben három szakosztályban fognak elhangzani.

Az *atomfizikai szakosztályban* tartják majd a legtöbb előadást. Többek közt számos előadás fog elhangzani a fotonok természetére vonatkozó kutatásokról, kozmikus sugárzási kutatásokról, az atomfizikai kutatás kísérleti eszközeiről, különleges hazai konstrukciójú részecskegyorsítóról és részecske számláló eszközökről.

Az *anyagszerkezeti szakosztályban* a molekulák, kristályok, félvezetők, mágneses anyagok szerkezetére vonatkozó elméleti és kísérleti előadások mellett sor kerül a fizikai kutatások gyakorlati alkalmazásait ismertető beszámolókra. Az egymás után következő kutatási beszámolók megmutatják, mennyire összekapcsolódik ezen a területen a tudományos és ipari kutatóintézetek munkája.

Az *optikai szakosztály* előadásai során találkozni fogunk a hazánkban gazdag hagyományokra visszatérő spektroszkópiai vizsgálatok ismertetése mellett a geometriai és fizikai optika területéhez tartozó eredményekkel is. E problémák legtöbbje a gyakorlati életben vetődött fel, de megoldásuk fizikai értéket is jelent.

Vándorgyűlésünk gazdag és az alkalmazások széles skáláját felölelő anyaga alapján arra számíthatunk, hogy az előadásokat nagyobb közönség fogja látogatni. A kutató fizikusokon kívül a középiskolai tanárok, technikai képzettségű kutatók részvételét könnyíti meg az a körülmény, hogy a vándorgyűlést Budapesten, Társulatunk Reáltanoda utcai székházában rendezzük meg.

Az ünnepélyes megnyitás után a Vándorgyűlés munkája három szakosztályban fog folyni. Szabad időt biztosítunk arra is, hogy a résztvevők meglátogathassák a budapesti fizikai intézeteket is, közvetlen eszmecsere alakulhasson ki közöttük. A Vándorgyűlést Társulatunk ez évi közgyűlése zárja be. Itt számol be az Elnökség eddig végzett munkájáról, itt mondják majd el tagjaink bírálatukat, javaslatukat és itt választják meg Társulatunk jövő évi vezetőségét.

A szeptember 25-én szombaton reggel 9 órakor Budapesten, V., Reáltanoda-utca 13–15 sz. alatt tartandó közgyűlésre az Eötvös Loránd Fizikai Társulat minden tagját ezután is meghívjuk.

BUDAPESTI ELŐADÁSOK

Március 8. Ankét:

Fizikusképzés hazánkban, a Szovjetunióban és más baráti országokban.

Bevezetőül Pócza Jenő a magyar, Pál Lénárd a szovjet, Marx György a lengyel, Tomka Pál a bolgár és Szigeti György a német fizikusképzés menetét ismertette. Ezután Jánossy Lajos elnök megnyitotta a vitát.

Az élénk diskusszió nem annyira az egyes tantárgyakra foglalkozott, hanem a tanult anyag eddiginel nagyobb fokú elmélyítését, a fokozottabb önállóságra való nevelést tűzte ki a hazai fizikusnevelés elsőrendű céljának. Az erre szolgáló eszközök: több szabadidő, több szeminárium, szakdolgozatok. Az ankét részletes anyagát lapunk más helyén közöljük.

Március 15. Morlin Zoltán:

Újabb vizsgálatok NaCl porok nagy nyomású rekristallizációjáról.

Előadó a magas hőmérsékleten 1000–6000 kgs/cm² nyomással készített NaCl-pasztyillák rekristallizációját vizsgálta. A repesztett és alkoholban maratott próbák finom struktúrájú rekristallizált felületeket mutatnak. A struktúrák elemzéséből arra lehetett következtetni, hogy a kristálynövekedés Kossel–Strauszki-elmélete rekristallizációnál is érvényes. Ezzel kapcsolatban felmerül a szilárd fázisú kristálymagképződés problémája. 750° C hőmérsékleten 1 óra hosszat ható 6000 kgs/cm² nyomás mellett a próbákban nagy (2–3 mm-es) krisztallitek nőnek.

Március 22. Náray Zsolt:

Katódérzékenység mérése fotomultiplíerrel.

Fotomultiplierek alkalmazása esetén a mérések reprodukálhatósága néhány esetben nehézséget jelent. A reprodukálhatóságot befolyásoló tényezők közül első sorban fotokatódok érzékenységesztésével, valamint a fotokatód érzékenységeinek a beeső fény irányától való függésének vizsgálatával foglalkozott. A vizsgálatok céljaira mérési elrendezését ismertette, mely egyéb hasonló problémák vizsgálatára is alkalmas.

Méréseiket 931–A típusú multiplíerre vonatkozóan végezték el.

Április 12. Kiss Dezső:

A μ -mezon bomlása és befogódása.

A μ -mezon ismert instabil részecskének döntő szerepe van a légkörben lefolyó kozmikus sugárzási jelenségek előidézésében. A μ -mezon tulajdonságainak ismeretése után az előadó beszélt az instabilitással kapcsolatos első megfigyelésekről: Williams és Roberts klasszikus Wilson-kamra-feltételeiről, Powell bomlásképet mutató emulziós felvételeiről, melyek megmutatták, hogy a μ -mezon π -mezonból keletkezik és elektronra bomlik, valamint a kozmikus sugárzás abszorpciós anomáliájáról mely szintén a μ -mezon instabilitásával függ össze. A bomlásra vonatkozó újabb eredmények ismertetése után a negatív μ -mezonnak atommagba való befogódását mutató megfigyelésekről volt szó.

Április 19. Tarján Imre:

Ultrahang és rádióaktív indikátor-módszer alkalmazása biológiai vonatkozású vizsgálatokban.

A budapesti Orvosi Fizikai Intézetben egyéb fizikai vizsgálatok mellett bevezették az ultrahang és rádióaktív indikátor-metodikát orvosi-biológiai vizsgálatok céljaira. Vizsgálataik szerint patogén bögömbök életképessége ultrahang hatására csökken. A vizsgálatoknak kvantitatív viszonyok tanulmányozására és terápiás felhasználásra való kiterjesztése folyamatban van. Az előadás áttekintést nyújtott továbbá általában a rádióaktív indikátor-metodika orvosi-biológiai felhasználásáról és az intézetben a metodika elindításával kapcsolatban végzett munkáról.

Április 26. Renner János:

A tehetetlen és gravitációs tömeg azonosságának kísérleti kimutatása.

Eötvös Loránd halálának 35. évfordulója alkalmából tartott ülésünkön a nagy magyar fizikus legnevezetesebb alkotását ismertette egykori tanítványa. Rövid történeti áttekintés után részletesen szólt azokról a torziós ingával végzett kísérletekről, melyekkel Eötvös kimutatta, hogy a tömegvonzás kétszázmilliomod pontossáig az anyagi minőségtől független. Eötvös vizsgálatainak alap gondolata az, hogy a nehézség egyik összetevője, a centrifugális tehetetlenségi erő a tehetetlen tömeggel, a gravitáció pedig a gravitációs tömeggel arányos. A torziós inga lehetővé teszi a nehézség ama kis irányváltozásának mérését, mely különböző anyagok tömegvonzásának különbözősége következtében esetleg bekövetkezik. Előadónak a módszer továbbfejlesztésével sikerült a pontosságot még egy nagyságrenddel fokoznia. A kísérletileg kimutatott ekvivalencia-elv az általános relativitáselmélet alapja.

Május 3. Ádám András—Varga Péter:

Fotonok számlálása elektronsokszorozóval.

Az előadók kidolgoztak egy fotonszámláló berendezést. Fotonok számlálására RCA—931—A elektronsokszorozót használtak. A sötétáram-impulzusok számát cseppfolyós levegővel való hűtéssel 1/10 impulzus/sec-re csökkentették le. Meghatározták a számláló érzékenységét 5000 Å hullámhosszú fénynél. A megszólalási valószínűség 1/300. Így a berendezéssel 300—3000 foton/sec intenzitású fény már mérhető volt. Felhasználták a berendezést az elektronsokszorozó lőkéssámlitudo-eloszlásfüggvényének meghatározására is.

Május 10. Ádám András—Varga Péter:

*Koherens fénynyalábokban haladó fotonok koinciden-
ciái.*

Az előadók megvizsgálták, hogy két koherens fénynyalábban haladó fotonok létrehozhatnak-e szisztematikus koincidenenciákat. Statisztikus analízissel összehasonlították a koincidenenciaszámokat, fotoelektronsokszorozónak független fényforrásokkal, ill. koherens fénysugarakkal való megvilágításánál. Méréseik alapján megállapították, hogy szisztematikus koincidenenciák nem lépnek fel, ill. a koincidenenciaszámok közti eltérés a statisztikus hibán belül van. Méréseiket megismételték oly módon, hogy a koherens megvilágítást és a független fényforrásokkal való megvilágítást másodpercenként 50-szer váltogatták. Ezek a mérések is arra vezettek, hogy szisztematikus koincidenenciák nincsenek.

Május 17. Ankét:

A magyar fizikai folyóiratkiadás helyzete.

Szamosi Géza referátumában a magyar fizikai folyóiratkiadás multjának ismertetése után áttért az *Acta Physica*, Magyar Fizikai Folyóirat és Fizikai Szemle célkitűzésével, anyagával, megjelenésével kapcsolatos problémákra. A referátumot követő vita során kialakult álláspont szerint fő feladatnak kell tekinteni az *Acta Physica* rendszeres megjelenésének feltétlen biztosítását, a Magyar Fizikai Folyóiratban magas színvonalú összefoglaló cikkek közlését, a Fizikai Szemlénél pedig a közlemények tervszerű összeállítását. Az ankét anyagát lapunk más helyen részletesen közli.

Május 31. Horváth J., Pauncz R., Berencz F.:

A kvantumkémia néhány aktuális problémája.

A szegedi egyetem Elméleti Fizikai Intézet három referátumát az intézetben folyó kvantumkémiaili kutatócsoport munkásságát és célkitűzéseit ismertette. Horváth

János a sajátfüggvények jobb megközelítésének problémájával foglalkozott. Vácolta a variációs módszerrel meghatározott sajátfüggvény hibabecslése terén elért eredményeket, majd diszkutálta Biedenbarn és Blatt módszerét, megadva a módszer kritikáját és rámutatva a helyes megfogalmazásra, ill. a továbbfejlesztés lehetőségére. Pauncz Rezső a H_2 -molekulára vonatkozó újabb számítások kritikájával foglalkozott. A konfigurációs kölcsönhatás módszere elvileg kifogástalan, de a gyakorlati alkalmazhatóság attól függ, hogy hány konfigurációnak megfelelő sajátfüggvényt kell használni. Ha a molekula állapotát atomi konfigurációkkal közelítjük, fellép a probléma: nem ismerjük az atomi energiákat pontosan megadó függvényeket. Moffit javaslata pontosabb energiaértékek felhasználását teszi lehetővé. Pauncz ezt a módszert a H_2 -molekulára alkalmazta. Berencz Ferenc új eljárással határozta meg a H_2 -molekula kötési energiáját (alapállapotban). A variációs eljárás a korrelációs molekulapálya-módszer olyan módosítása, melyben variálandó a sajátfüggvény homeopoláris tagjának az ionos taghoz való viszonyát megszabó faktor. Eredmények: Disszociációs energia 4,14 eV, magtávolság 1,338 atomi egység.

Június 14. Trummer István:

*A spektrofotometria új módszere: transzmisszió-
viszony mérése.*

A spektrofotométeres mérések hibája nagymértékben csökkenthető, ha az oldószer helyett nagy töménységű, ismert koncentrációjú oldatot alkalmazunk. Az előadás a differenciálmódszernek nevezett eljárás elméletét foglalta össze és tárgyalja a módszer kivitelét a maximálisan elérhető pontosságnövekedést, s az ezt, biztosító feltételeket. Tárgyalja még a relatív elnyelés-mérés módszerének többkomponensű rendszerek mérésére való alkalmazását is, valamint a véges részszeletesség által okozott hiba hatását és korrekcióját.

DISSZERTÁCIÓK MEGVÉDÉSE

A magyar fizikai életnek új színnel való gazdagodását jelenti az elkészült kandidátusi disszertációk megvédése. Az első három disszertációt a jelöltek június hónapban nyilvános ülésen ismertették és vitában megvédték.

Június 3. Scari Ottó:

A bizmutoxid molekula szinképének vizsgálata.

Kovács István vezetésével a KFKI Spektroszkópiai Osztályán készült a disszertáció. A cél a vita tárgyát képező BiO -szinkép vibrációs analízise volt. Az oxigén-áramban, nagyfrekvenciás ívben gerjesztett szinkép az eddigieknél alkalmasabbnak bizonyult a vizsgálat céljaira. Az eddigi 14 helyett 35 sávfejet sikerült észlelni és a vibrációs analízisbe besorolni. Minden sáv négy ágból áll, így azok az eddigi feltételezéssel ellentétben csak dublett szigma-dublett szigma átmenettel jöhetnek létre. A rotációs analízisben eddig elért eredmények megerősítik a vibrációs analízis eredményeit. A dolgozat opponensei, Budó Ágoston és Bozók László kiemelték a dolgozat értékeit, majd több kisebb megjegyzést tettek. A jelölt válasza után a bírálóbizottság javasolta a TMB-nek, hogy a dolgozat alapján Scari Ottót kandidátusnak nyilvánítsák.

Június 24. Ketskeméty István:

Vizsgálatok az alumínium-morin lumineszcenciájáról. — Adalékok a polarizált lumineszcencia elméletéhez.

Az aspiránsi disszertáció Szegeden, Budó Ágoston vezetésével készült. Az intenzív fluoreszcenciát mutató Al-morin oldaton végzett abszorpciós spektrofotometriai vizsgálatok eldöntötték a molekulaszervezet kérdését.

A molekula abszorbeáló és emittáló oszcillátorai dipóljellegűeknek adódtak. A polarizációs spektrum jól egyezik a Feofilov-elmélettel. A lumineszkáló anyagokban lejátszódó energiavándorlás elméletét a jelölt továbbfejlesztette, ami a vizsgált anyag több új állapotjának kiszámítását tette lehetővé. Az értekezés opponensei Gyulai Zoltán és Szigeti György voltak. Az ő megjegyzéseikre, valamint a többi hozzászóló kérdésére az aspiráns válaszolt. Ennek alapján a kiküldött bírálóbizottság a kandidátusi cím odaitélését javasolta.

Június 25. Mátrai Tibor:

Memorandumok a merev mozgás relativisztikus tárgyalásához.

Mátrai Tibor rövidített úton benyújtott dolgozata a merevség relativisztikus értelmezése körül fennálló problémák, nézeteltérések tisztázását célozza. A Born-féle felfogás nehézségeinek elkerülése céljából nem a merev kontinuum, hanem a merev pontpár fogalmából indul ki. Értelmezéséből következik, hogy a merev háromszög a várakozásnak megfelelően a (Born-féle merev testtel szemben) hat szabadsági fokú. A dolgozat rámutat a merevség relativisztikus értelmezésének korlátaira is: Általában nem értelmezhető tetszőlegesen sok pontból álló merev test. A Novobátzky Károly és Horváth János opponensek által felvetett kérdéseket időközben kidolgozva Mátrai újabb érdekes eredményeket kapott. A dolgozat alapján a bírálóbizottság javasolta Mátrai Tibor kandidátussá nyilvánítását.

A KÖZÉPISKOLAI TANÁROK MUNKÁJÁRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az 1953–1954-es tanév folyamán is különböző irányokban igyekezett a középiskolai fizikatanárok munkáját segíteni. Budapesten ennek a munkának legnagyobb részét azok az előadások jelentik, amelyeket többéves szokás szerint minden hónap elején rendez a Társulat a fizikatanárok szakmai továbbképzésének előmozdítására. Jelen tanévben az első előadást november 5-én *Guba Ferenc* tartotta. Ismertette az elektronmikroszkóp működését, kezelését különös tekintettel a M. T. A. Mérésügyi és Műszerügyi Intézet Elektronmikroszkóp Laboratóriumában működő készülékekre. Előadása után a hallgatóság három csoportban működés közben tekintette meg az intézet elektronmikroszkópját.

December 3-án *Faraó Péter* A speciális relativitás-elmélet kísérleti bizonyítékai címen tartott előadást. Ismertette a Michelson-kísérletet, mint alapkísérletet, azután a másodrendű Doppler-effektust, a Trouton-Noble kísérletet, a mezonok élettartamára, a tömeg sebességfüggésére és a tömeg-energia ekvivalenciára vonatkozó méréseket.

Február 3-án *Gemesi József* a piezoelektromos jelenségről és gyakorlati alkalmazásairól adott elő. Az elvi alapok érintése után kvare- és Seignette-kristályok tulajdonságairól, sajátságairól volt részletesebben szó.

Március 3-án *Szalay Sándor* debreceni egyetemi tanár tartotta meg nagyszámú hallgatóság előtt érdeklődéssel várt előadását az atomenergia békés alkalmazási lehetőségeiről. Bevezetésül az uránhasadás folyamatát ismertette pontosan, azután tárgyalta az atommáglya egyes részeinek szerepét. Előadásában megmagyarázta az atommáglya különböző típusainak működését, az izotop keverékekkel, a feldúsított izotoppal dolgozó és az atomtenyésztő atommáglyák fajait. Mérlegelte az atomenergia felhasználásánál felmerülő, még függőben levő technikai problémákat, az energiatermelés gazdasági vonatkozásait és Magyarország jövő kilátásait ezen a téren.

Április 7-én *Makai Lajos* (Szeged) középiskolai előadási kísérleteket mutatott be. Egyszerű oszcillográffal végzett kísérletei, a Coulomb-törvény tanítására szolgáló torziós mérlege nagyon tetszetek. Május 5-én *Barát Zoltán* igen nagy hallgatóság előtt ismertette a televízió alapelveit és bemutatott televíziós vevőkészülékét. Június 2-án *Bodócs István* (Győr) elektromosságtan körébe tartozó és csillólámpával elvégezhető előadási kísérleteket

mutatott be, közben kitért néhány esetben méretezési problémákra. Ezeken a tanári továbbképzés érdekében havonta rendezett előadásokon sok nem-tanár foglalkozású hallgató is meg szokott jelenni, oly mértékben, hogy a jövőben feladat lesz a nem-tanár hallgatók megtartása mellett az előadások hallgatóságában a tanárok hányadának feldúsítása.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat március 2-án csoportos látogatást szervezett a Német Demokratikus Köztársaság oktatási segédeszközöket bemutató kiállításának megtekintésére. A csoportos látogatáson számos középiskolai fizikatanár vett részt és érdeklődéssel tanulmányozta a kiállítás anyagát.

Középiskolai vonalon egy másik feladatkör középiskolai fizikai délutánok rendezése középiskolai tanulók részére. Ebben az irányban már az elmúlt tanévben is történt kezdeményezés, amikor a fizikai tanulmányverseny feladatainak megbeszélése folyt le középiskolai fizikai délutánon. Ebben a tanévben az a célkitűzés, hogy ezeken a délutánokon olyan kísérletek bemutatása kerüljön sorra, amelyek bemutatása általában nem lehetséges a középiskolában. December 19-én a fizikai délután tárgya a gravitációs alapkísérlet bemutatása volt. Igen nagy számban megjelent középiskolai diákság előtt *Baintner Géza* ismertette a torziós ingát, azután bemutatta kísérletileg a tömegvonzás jelenségét és fejtegette az eszköz működésével kapcsolatos problémákat. Ezekhez csatlakozva *Vermes Miklós* néhány fizikai feladatot ismertetett a gravitáció köréből.

Április 24-én *Póca Jenő* atomfizikai kísérleti eszközöket (Wilson-kamra, számlálócső stb.) mutatott be működésben az igen nagy számban összegyűlt középiskolai ifjúságnak. Június 12-én *Vermes Miklós* a Rákosi-verseny fizikai feladatait tárgyalta meg, közben kitért a feladatokkal kapcsolatban álló néhány problémára.

ANKÉT

A FIZIKUSKÉPZÉSRŐL HAZÁNKBAN A SZOVJETUNIÓBAN ÉS MÁS BARÁTI ORSZÁGOKBAN

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1954. III. 8-án ankétot tartott, melyen megbeszélte a hazánkban néhány esztendő óta folyó fizikusképzés eredményeit és hiányosságait. Egyúttal beszámolókat hangzottak el a Szovjetunióban és más baráti államokban folyó fizikusképzésről. Az előadók saját tapasztalataik alapján tartották meg referátumaikat.

Alábbiakban közöljük az ankét anyagának kivonatos jegyzőkönyvét.

Referátumot tartottak:

Póca Jenő (a hazai fizikusképzésről)
Pál Lénárd (a szovjet fizikusképzésről)
Marx György (a lengyel fizikusképzésről)
Tomka Pál (a bolgár fizikusképzésről)
Szigeti György (NDK-beli fizikusképzésről)

Az elnök *Jánossy Lajos* üdvözlő a megjelenteket és az ankét megnyitása után ismerteti a tárgyat. A felszabadulás óta hazánkban igen nagy súlyt fektetünk a fizikusképzésre. Nagymértékben növekedett a hallgatók száma is. Azonban az a fontos, hogy végzett fizikusaink az iparban és a tudományos kutatásban ténylegesen állják meg a helyüket. Öszintén meg kell mondanunk, hogy sok nehézséggel küzdünk a fizikusképzés terén és ezért szükséges, hogy megnézzük, hogyan történik a fizikusképzés más országokban. Meg akarjuk hallgatni azon kartársaink véleményét, s akiknek alkalmuk volt látni és tapasztalni a fizikusképzést a Szovjetunióban és más baráti országokban.

Felkéri Póca Jenő kartársat, hogy tartsa meg referátumát a hazai fizikusképzésről.

Póca Jenő: Örömmel teszek eleget a Társulat kérésének, hogy ismertessem a hazai fizikusképzést. A fizikusképzésben is, mint az egész egyetemi életben 1949-ben történt meg a nagy átalakulás, amikor egyetemünk a régi ú. n. „szabad” egyetemi életéről áttérték

a mostani állapotra, vagyis bevezettük a kötelező tárgyakat, ellenőrizzük azok látogatását stb. és áttértünk a kötött órarendre.

Ezzel kapcsolatban számos gyermekbetegséggel kellett megküzdenünk. Sok reformtervezet volt és van ma is, én most nem tudok mást tenni, mint a jelen állapotot egy pillanatfelvetelben rögzíteni. Ha ezt a tervezetet gyorsan áttekintjük, megállapítható, hogy milyen fizikusok várhatók egy ilyen kiképzés során. Szerintem ez a fizikusképzés alapokat szolgáltat arra, hogy később speciális területen bedolgozhassák magukat. A tervezetben speciális előadásokra csak egy szűkebb keret van. Ezen a képzésen átesők csak azután válhatnak szakterületük elsőrendű munkásaivá, ha ezután még 1–2 évet saját speciális szakmájukban elmélyednek. Önálló problémák megoldását szerintem e nélkül még nem vállalhatnak el. A tervezetben a fizikusképzésnek négy évét tüntettem fel. Volt egy régebbi tervezet, mely őt évre szőlt, de ez nem valósulhatott meg. A legújabb képzéstervünkben az öt év gyakorló esztendő üzemekben és kutatóintézetekben. (Ezután részletesen ismerteti a képzéstervezetet és óraszámokat.)

T á r g y	Évf. I. óra	Évf. II. óra	Évf. III. óra	Évf. IV. óra
Kötelező	18	19	15	11
Matematika	28	19	11	—
Kémia	7	7	—	6
	53	45	26	17
Kísérleti fizika	12	12	2	9
Elméleti fizika	—	4	17	15
Gyakorlat	4	10	16	20
Speciális	—	—	8	10
	16	26	43	54
Összórá	69	71	69	71

A képzésben szereplő fontosabb tárgyak a következők: A kísérleti fizika az I. és II. évben tulajdonképpen fogalmi felépítés céljait szolgálja, de egyben ismeretközlő is. A gyakorlatok végigvonnak az I–IV. éven át, az első évben csak mechanikai és üvegtechnikai műhelygyakorlatok szerepelnek.

A laboratóriumi gyakorlatok keretében a II. III. évben az eddig tanult anyag alapján kész berendezéseken végeznek méréseket. Ugyanitt begyakorolják a hibaszámítást. A III. év második felében a mérési berendezések már nincsenek egészen összeállítva, hogy a hallgatót önállóságra szoktassák. A klasszikus mérések feléve után a témakör főképpen műszerlaboratórium és elektronika.

A IV. év első felében nagyobb mérésfeladatokat kapnak a hallgatók, ismert eredmények reprodukcióját végzik. A IV. év második felében irodalmi adatok alapján kell kijelölt témakör méréseit reprodukálni teljesen önállóan. A jelenlegi V. év főfeladata a kísérleti tárgyú államvizsga-dolgozat elkészítése.

Az elméleti fizikai előadások szintén rendszeres egységet adó kollégiumokból állanak. Az előadások témakörei nagy vonalakban: mechanika, elektrodinamika, speciális relativitáselmélet, kvantumelmélet és atomszerkezet. A fizika története, mint ideológiai is fontos tárgy szerepel a IV. év második felében.

Az eddig felsorolt előadásokon kívül speciális előadások is vannak, a kötelező órakeretben szabadon választhatók. Ezenfelül még fizikai szemináriumok is vannak. Meg kell nézni a vita során, hogy milyen a tervezet kivitelezése, milyen az oktatószemélyzet, az oktatási módszer, az oktatásra megadott anyagi keret és a technikai lehetőségek, továbbá az eddig végzett hallga-

tók minősége. Meg kell nézni, hogy a megadott létszámhoz viszonyítva milyen feladatok azok, amelyek a képzést végző oktatószemélyzetre hárulnak. Az anyagi keret 85 000 Ft mint beruházás, az 1954. évi dologi kiadás pedig 134 000 Ft (ebben a könyvtár nem szerepel). Ezek az adatok azért szükségesek, hogy láthassuk azt, mennyire lehet az oktatást technikai vonalon ellátni. A vita során célszerű volna oly irányba haladni, hogy az esetleges hiányosságok orvoslására megfelelő javaslatokkal éljünk.

Pál Lénárd: Előjáróban meg kell jegyeznem, hogy a fizikusképzés minden országban az ottani lehetőségek-ből, adottságokból — és amennyiben van — tradíciókból indul ki. Amikor a Szovjetunióban és a hazánkban történő fizikusképzést összehasonlítjuk, feltétlenül figyelembe kell venni ezt a megjegyzést.

A Szovjetunióban történő fizikusképzéssel elsősorban néhány általános kérdést kívánok érinteni. Nálunk a fizikusoknak ipari üzemekben való munkájával sok tisztázatlan kérdés merül fel. Ipari szakembereink nem sok hasznát látják a fizikusoknak (ők inkább üzemi mérnököt látnak a fizikusban), fizikusaink pedig nem tudják, hogy milyen feladatokhoz fogjanak. A Szovjetunióban ezzel szemben az a helyzet, hogy a fizikusok tekintélyes mértékben belefolytak az ipari üzemek kutatómunkájába és az elhelyezkedő fizikusok 60–70%-a kerül ipari üzembe. Ennek a nagy különbségnek az okát többek között abban látom, hogy nálunk a kísérleti fizika oktatása háttérbe szorult az elméleti fizika mellett.

A fizikusok képzése állami egyetemeken folyik, míg a fizika- és matematika-szakos tanárok képzése az ú. n. pedagógiai főiskolákon történik. A fizikusok, ha pedagógiai vonalra kerülnek, akkor a vidéki egyetemek előadói gárdáját erősítik. Néhány hozzávetőleges számadattal szeretném érzékeltetni a Szovjetunióban folyó fizikusképzés méreteit: a moszkvai egyetemen a hallgatók száma 2–3000, Leningrádban 800–1000 és évenként Moszkvában mintegy 500, Leningrádban 200 hallgató végez az egyetem fizikai fakultásán. Moszkvában a fizikai fakultás professzorainak száma 40–45, Leningrádban 30–35.

Még néhány szót kell szólnom a kiválasztásról is. A Szovjetunióban az állami egyetemek fizikai fakultására bejutni igen nehéz. A jelentkezők száma rendszerint 50%-kal, gyakran pedig — mint pl. idén is — 200%-kal is túlhaladja a megállapított keretet. A nagyszámú jelentkezők közül versenyvizsga alapján választják ki a legjobbakat. Az írásbeli vizsga után az egyetem tanári karából alakított bizottság szóbeli vizsga alapján is megvizsgálja a felveendő fizikusjelölteket. Kivételt tesznek azonban az aranyéremmel végzetek tekintetében, akik minden további nélkül felvételt nyernek.

A fizikusképzés egyik legfontosabb kérdése a képzési idő helyes megállapítása. Rövid idő alatt (négy év alatt) nem lehet jól képzett fizikusokat nevelni. Általában öt év, speciális szakoknál, pl. rádiófizikánál és atomfizikánál azonban öt és fél, hat év a képzési idő. A tapasztalatok azt mutatják, hogy ennyi idő szükséges ahhoz, hogy a kikerülő fizikus a megfelelő szaktudással rendelkezzen.

A képzés elve a következő: körülbelül két és fél évig ú. n. általános képzést kapnak a hallgatók és csupán a harmadik év elején kezdődik a speciális képzés. Emellett azonban megmarad továbbra is bizonyos tárgyaknál az általános jellegű képzés. Tehát a kurzusokat két csoportra lehet osztani, általános és speciális kurzusokra.

Az oktatási program igen egyszerű, világos és a hazai fizikusképzéssel kapcsolatban ismertetett jól könnyebben áttekinthető. Az első évben lényegében két fő tárgyat hallgatnak a fizikusok: általános fizikát és felsőbb matematikát. Minden fizikus hallgató látogatja a kémiai előadásokat, amelyek laboratóriumi gyakorlattal vannak egybekötve. Ezenkívül szerepel természetesen a marxizmus-leninizmus, honvédelmi ismeretek és testnevelés is az elsőéves fizikus órarendjében. A fő súlypont azonban az előbb említett két tárgyon van, ezek közül is az általános fizikán. Az általános

izika összesen 300 órában kerül előadásra. Ezt elosztják két és fél évre, vagyis öt szemeszterre. A másik súlyponti tárgy a felsőbb matematika, amelyből 240 előadási órát irányoznak elő, szintén elosztva négy szemeszterre.

Az általános fizika tárgya kissé eltér attól, amit mi kísérleti fizikának nevezünk. Pohl ismert könyve és a Westphal-féle tankönyv közötti típusú anyag az, amely a szovjet egyetemeken előadásra kerül. Ez az anyag a fizika kísérleti oldalai mellett a fizikában rejlő elméleti lehetőségekre is rámutat.

Az oktatási program felosztása a következő: Általános fizika: első évre esik a mechanika és akusztika, valamint a molekuláris fizika. Ehhez sorolják a termodinamikát és a statisztikus fizikát. A második évre esik az elektromosság és mágnesség, valamint az optika. A harmadik évben kerül előadásra az atomfizika.

Ehhez a képzéshez társul a matematikai képzés, amely azt a célt szolgálja, hogy fegyvert adjon a fizikusok kezébe a természet jelenségeinek könnyebb kifejezésére.

Az első év anyaga a differenciál- és integrálszámítás, valamint analitikus geometria. Lényegében a Szmirnov-féle tankönyv az, melyet a hallgatók elsajátítanak. (Jelen esetben az első két kötetről van szó.) Az első évben kerül előadásra a vektor-algebra is.

A második évben a matematika keretében megismerkednek a hallgatók a közönséges differenciál-egyenletekkel, a Fourier-sorokkal és a vektor-analízissel. Ez a matematikai képzés elegendő ahhoz, hogy a továbbiakban a fizika problémáit kellő matematikai intelligenciával tudják tárgyalni. A matematika-képzés azonban az utolsó évig tart.

A harmadik év anyaga a komplex változós függvénytan, míg a negyedik évben a matematikai fizika differenciál egyenletei kurzus zárja le az általános matematikai előadásokat. (Ezek az előadások minden hallgatóra, szakra való tekintet nélkül, kötelezők.) Az elméleti szakosok (elm. fizika, mat. fizika) külön matematikai előadásokat hallgatnak.

A matematikai és fizikai oktatáshoz gyakorlati oktatásként kapcsolódnak a szemináriumok és laboratóriumi gyakorlatok. A fizikai oktatáshoz társuló laboratóriumi gyakorlatok az első év második felében kezdődnek, mégpedig mérési eredmények feldolgozásához szükséges statisztikai elméletet ismertetésével. A hallgatók az általános fizika összes területeit átölelő gyakorlatokon vesznek részt. A gyakorlatok száma kb. 100, egyenletesen elosztva a klasszikus fizika minden ága között.

A matematikai oktatáshoz szemináriumok tartoznak, ahol példamegoldással foglalkoznak a hallgatók.

Óriási jelentőségük van a szovjet egyetemeken bevezetett évfolyammunkáknak. Már az első évtől kezdődően a hallgatók negyedévenként ú. n. évfolyammunkát készítenek 25–30 oldal terjedelemben. Ezeket év végén benyújtják s csak ezután vizsgázhatnak a kötelező tárgyakból. A második évben a hallgatók már önálló munkát kapnak a laboratóriumban. A harmadik évben egyre komolyodik az évfolyammunka tárgya, bevezetőként ahhoz, hogy a hallgató az ötödik évben el tudja készíteni diplomamunkáját, amelybe már önálló elemeket kell belevinnie. Természetesen az elméleti érdeklődésű hallgatók évfolyammunkát elméleti témáról készítenek. Az évfolyammunka a hallgatók tudományos nevelése szempontjából igen nagy jelentőségű.

A második év második felében kezdődik az elméleti mechanika című kollegium, amely átnyúlik a harmadik év első felévére. A harmadik év elején kialakul, hogy a hallgató milyen specialitást választ a fizikán belül. A kívánságok és lehetőségek figyelembevétele mellett osztják be a hallgatókat. A harmadik év elejétől kezdve megkezdődnek a speciális előadások.

A harmadik évben az általános kurzusok közül elkezdődik az elektrodinamika, valamint a statisztikus fizika. A statisztikus fizika első része a termodinamika. A harmadik évben általánosan kötelező tárgy a rádió-és elektrotechnika. Ehhez kapcsolódik egy kéthetenkénti laboratóriumi gyakorlat, ahol megismerkednek a hallgatók a rádiófizika, rádiótechnika és elektrotechnika gyakorlati kérdéseivel.

A harmadik év második felében elkezdődnek a speciális laboratóriumi gyakorlatok. Mint már említettem, az általános fizikai kurzushoz tartozó laboratóriumi gyakorlat már az első év második felében elkezdődik és folytatódik a harmadik év első feléig. A harmadik év második felétől kezdve a gyakorlatok speciálisak. A választható specialitásoknak megfelelően 10 külön, ú. n. speciális laboratórium áll a hallgatók rendelkezésére. A speciális gyakorlatok száma kb. 100. Ezeket a speciális gyakorlatokat a hallgatók a harmadik év második felétől a negyedik évvel bezáróan kötelesek elvégezni. A választott specialitásuknak megfelelő laboratóriumban dolgoznak természetesen a legtöbbet.

A negyedik évben kerül előadásra az általános kurzus tárgyai közül a kvantum-elmélet.

Az évfolyammunkákon keresztül a hallgató lassan bevezetést nyer az önálló tudományos kutatómunkába. Óriási segítséget nyújtanak az önálló tudományos kutatói készség kialakításában az ú. n. tudományos körök. Ezek egyes professzorok védnöksége alatt álló egyesületek, amelyek a hallgatókat tudományos munkára ösztönzik, laboratóriumi lehetőségekkel látják el, tehát a tudományos kutatást már hallgató korban bizonyos mértékben lehetővé teszik.

Amikor a hallgató megkapta az általános képzésen felül a speciális képzést is, az ötödik évet csaknem teljesen diplomamunkájának szenteli. A diplomázó hallgatók részére kijelöltek vezetőjüket, aki személyileg felelős azért, hogy a hallgató hogyan dolgozik, hogyan készíti el a feladatát. A vezető közvetlen irányítása alatt történik a diplomamunka kísérleti részének kivitelezése, majd a diplomamunka megvédése az egész katedra plénuma előtt. A diplomamunkát kiadják opponálásra rendszerint más katedrához tartozó szakembereknek s csak miután a diplomamunka ezen az alapos bírálaton keresztülment és szavazattal megállapították, hogy elfogadható, kerülhet a hallgató államvizsgára, ahol vizsgáznia kell általános fizikából, marxizmusból és honvédelmi ismeretekből.

Még egyszer ki kell hangsúlyozni az egész képzés áttekinthetőségét. Teljesen különválasztódik az ú. n. általános képzés, mely minden egyes hallgatóra kötelező — ez kb. megegyezik a mi képzésünkkel — és a speciális képzés, amely a fizika keretén belül valamely részletág ismerőjévé avatja a hallgatót.

A Szovjetunióban az elsőéves hallgatók számára nincs műhelygyakorlat. Felmerülhet az a kérdés, hogy ez helyes-e. A Szovjetunióban arra az álláspontra helyezkedtek, hogy nem szükséges a kísérleti fizikusnak pl. kitűnő üvegtechnikusnak lennie. A fizikus idejét nem szabad feleslegesen más munkákkal lefoglalni, a technikai és mérnöki feladatokra technikusokat és mérnököket kell igénybevenni. A Szovjetunióban a hallgatók ellenőrzésére nagy gondot fordítanak. Az ellenőrzésre szolgálnak a beszámolók és a vizsgák. A beszámolókat nagyon komolyan veszik és gyakran előfordul, hogy a beszámólóról való távolmaradás miatt nem bocsátják vizsgára a hallgatót. A vizsgáztatás rendszere ahhoz igazodik, hogy a már lezárt anyagrészeiről az előadó vagy laboratóriumvezető képet kapjon, mennyire sajátította el azt a hallgató.

Óriási jelentőségű az a közvetlen kapcsolat, amely a hallgatóság és a tanári kar között fennáll. Ez biztosítja, hogy a hallgatók minden felmerülő problémájukat bátran fordulhatnak a meghatározott fogadóórán a professzorokhoz, akik a legnagyobb szívességgel állnak rendelkezésre s igyekeznek kifejleszteni az érdeklődő hallgatókban azt a tulajdonságot, hogy meglássák a problémákat.

Befejezésül javasolom, hogy ez az ankét, amely a fizikusképzés kérdéseivel foglalkozik, a magyar fizikusképzés problémáinak megoldására vonatkozó javaslatok meghallgatása után fogadjon el egy határozati javaslatot és azt küldje meg az Oktatásügyi Minisztériumnak, illetve azoknak a szerveknek, amelyek hivatva vannak ezzel a kérdéssel foglalkozni.

Marx György: Varsóban az elmúlt decemberben ismételten volt alkalmam beszélni a Felsőoktatási Minisz-

térium természettudományi osztályának vezetőivel. Különösen részletesen beszéltünk a fizikusképzésről, ők a lengyel oktatási rendszert mondták el nekem, én a magunkét ismertettem meg velük. Az a vélemény alakult ki, hogy a két ország e téren is kölcsönösen tanulhat egymástól. Még a lengyel tantervek is alakulóban, forrongásban vannak. Én a jelenlegi helyzetet ismertetem, mely a fizikus professzorok véleménye szerint jól bevált.

A fizikusképzés legfőbb jellegzetessége, hogy három-éves. A három egyetemi év tananyaga kb. megegyezik a mienkkel. Eltérés annyiban van, hogy a legutolsó félévben ismertetésre kerülnek röviden a modern fizika egyes fejezetei, amelyekkel nálunk a IV. évben foglalkoznak részletes kollégiumok. A nálunk utolsó évben sorakerülő nehezebb kollégiumok, laboratóriumok tehát hiányoznak a tantervből. Ennek az a következménye, hogy a szerényebb képességű hallgatók is eredményesen el tudják végezni az egyetemi tananyagot, meg tudják szerezni a fizikusi oklevelet. Ha a magyar fizikusképzés területén szembenézünk a reális helyzettel, le kell szögeznünk, hogy a hallgatók jelentékeny részét kitevő kisebb és közepes képességű réteg a negyedik évben úgysem tud sokat profitálni. A három év alatt felhalmozódott kisebb-nagyobb tudásbeli hiányosságok miatt jelenleg nálunk a negyedéves kvantumelméleti előadások, az irodalmi tanulmányokat, önálló munkát követelő laboratóriumok a gyenge hallgatók számára gyakran megoldhatatlan feladatokat jelentenek. Így az egyes évfolyamok zömét képező közepes hallgatók nálunk négy év alatt nem tanulnak gyakorlatilag többet, mint a lengyeleknél három év alatt.

Természetesen az önálló kutatómunkára való képzésre a 3 év kevés. Ezért a kiváló képességű és ambiciózusabb hallgatók Lengyelországban még további két éven keresztül folytathatják egyetemi tanulmányaikat, minek végzetével fizikus oklevelük mellé megszerezhetik a magiszteri címet.

A két magiszteri évet a hallgatóságnak mintegy egyharmada végzi el, tehát a kitűnő hallgatók. Mivel a gyenge és közepes hallgatók kiváltak, az oktatás színvonala ugrásszerűen felemelhető, körülbelül úgy, mint nálunk egyes igényesebb speciális előadások színvonala az általánosan kötelező előadásoké felett van. A negyedik és ötödik év magas színvonala azt eredményezi, hogy a végzett magiszterek tudása a mi aspiránsaink tudásával vetekszik. Az ötödik évben megírandó szakdolgozat legtöbb esetben önálló publikációként meg is jelenik. Az önálló eredmény ezeknél lényeges követelmény. Természetesen a magas követelményeket a magisztereknél csak az teszi lehetővé, hogy a harmadik év végén a kevésbé kiváló hallgatók kikapcsolódnak az egyetemi oktatásból.

Mondhatjuk tehát, hogy a Lengyelországban végző fizikusoknak mintegy $\frac{2}{3}$ része hároméves képzési idő alatt hozzáfutólag anyai tudást szerez meg, mint nálunk négy év alatt a közepesebb képességű és szorgalmú hallgatók. A kiválóak viszont az öt éves képzési idő alatt a mi jobb hallgatóink felett állanak. Nemcsak a tananyag mélyíthető el jobban, hanem az idegennyelvű folyóiratok tanulmányozását és az önálló kutatómunkát is megtanulják az ötödik egyetemi év alatt. Szemináriumok az intézeti kutatók szemináriumával, folyóiratbeszámoló-jával közös, ez és szakdolgozatok bekapcsolja őket az egyetemi intézet kutatóprogramjába.

Szakosítás a 3 éves fizikusképzés alatt nincs, csak a két magiszteri év alatt. Magiszterképzés nincs minden olyan egyetemen, ahol a hároméves fizikusképzés folyik, hanem csak három helyen. Akik az elméleti fizikát választják, azok mind Varsóba kerülnek. Jelenleg itt 14 magiszterjelölt tanul elméleti fizikát, az összesnek kb. $\frac{1}{4}$ része. A kísérleti fizikával foglalkozók tovább nem szakosodnak, de képesítésük megfelel a kérdéses egyetem kutatási profiljának. Például a Krakókban tanuló kísérleti fizika-szakos magiszterjelöltek szakdolgozata atommagfizikai témájú, máshol anyagszerkezeti kérdésekkel foglalkoznak.

Egy másik lényeges eltérés a lengyel és magyar fizikusképzés közt a következő: Abból a megfontolásból indulva, hogy a középiskolás diák nem képes eldönteni, kutatónak, tanárnak vagy üzemi fizikusnak való-e, a fizikusi oklevél nem jelent pályaválasztási kényszert. Így a végző fizikus hallgatók 50%-a középiskolába megy tanítani, noha van külön tanárképzés is. Az új kormányprogram értelmében ez talán nálunk is megfontolandó kérdés lenne.

Befejezésül megjegyzem, hogy a minisztérium foglalkozik az oktatási időnek egységesen 4 évben való megszabásának gondolatával. Ezt azonban a fizikusok (az említett szempontok alapján) egységesen ellenzik.

Mondható, hogy a lengyel fizikusképzés annak a problémának megvitatásánál adhat nekünk ötleteket, hogy mi történjék a 2–3 évet több-kevesebb sikerrel elvégzett, de a nagyobb önállóságot és rátermettséget megkívánó utolsó év előtt meghátráló hallgatókkal. Hogy ez nálunk jelenleg mennyire súlyos és megoldatlan probléma, azt az egyetemi oktató kartásakon kívül azok is megmondhatják, aki keze alá egy-egy most végzett gyenge hallgató került.

A hároméves fizikusképzés tananyaga:

I. év : Marxizmus-leninizmus	2+1	2+1
Pol. gazdaságtan	—	2+1
Algebra	2+1	—
Analízis I.	5+3	5+2
Geometria	3+2	—
Kémia	3+0	3+4
Kís. fizika	4+0	4+3
Számolási gyak.	0+2	0+1
Orosz	0+2	0+2
Nyugateur. nyelv	0+2	0+2
Testnevelés	0+2	0+2
Honv.	0+4	0+4
II. év. Marxizmus-leninizmus	2+1	2+1
Politikai gazdaságtan	2+1	—
Logika	1+1	2+1
Analízis II.	5+3	3+2
Csillagászat	3+1	—
Kís. fizika	4+3	4+3
Számolási gyak.	0+1	0+1
Mechanika	—	3+2
Pedagógia	—	2+2
Orosz	0+2	0+2
Nyugateur. nyelv	0+2	0+2
Testnevelés	0+2	0+2
Honv.	0+4	0+4
III. év : Dial. tört. mater.	2+2	2+2
Mechanika	3+2	—
Matematikai módszerek	—	2+1
Laboratórium	0+15	0+15
Elméleti fizika	3+1	5+2
Szeminárium	0+2	0+2
Spec. előadás	—	2+0
Pedagógia	2+2	—
Honv.	0+4	0+4

Tomka Pál: A fizikusképzés a szófiai egyetemen a következőképpen folyik: a fizikai oktatásnak két ága van:

- a) pedagógiai ág (fizikus tanárjelöltek képzése) évi képzési időtartammal,
- b) tudományos (ipari) ág 5 évi képzési időtartammal. Ez utóbbi két alcsoportra oszlik:

1. tulajdonképpen tudományos,
2. geofizikai (meteorológiai) alcsoport.

Az I. tanévben a hallgatók a következő előadásokat hallgatják:

- a) Kísérleti fizika I.
- b) Differenciál- és integrálszámítás I.
- c) Analitikus geometria.
- d) Felső algebra.
- e) Más, nem speciális kollégiumok.

A II. tanévben az előadások a következők:

- Kísérleti fizika II.
- Differenciál- és integrálszámítás II.
- Bevezetés az elméleti fizikába.
- Meteorológia.

Az I. és II. tanévben az előadások minden tagozaton közősek.

A III. tanévben a tudományos (ipari) tagozaton a következő előadásokat hallgatják:

- Atomfizika.
- Csillagászat.
- Mechanika.
- Termodinamika.
- Más, nem speciális kollégiumok.
- Fizikai gyakorlatok.

A pedagógiai tagozat előadásai:

- Mechanika.
- Elektrodinamika.
- Csillagászat.

d) Pedagógiai előadások (Lélektan, Neveléstan, Módszertan).

- Fizikai gyakorlatok.

A IV. évfolyamban a tudományos (ipari) tagozat előadásai:

- Elektrodinamika.
- Kvantummechanika.
- Relativitáselmélet.
- Fizikai gyakorlatok.

e) Egy vagy két szabadon választható speciális kollégium.

A pedagógiai tagozaton nagyon kevés előadás, inkább gyakorlati:

- Fizikai gyakorlat.
- Fizikai kísérletezés.
- Módszertan.
- Gyakorlás a gimnáziumban.

Az V. évfolyamon a tudományos (ipari) tagozaton már kevés az előadás.

- Speciális kollégiumok: pl. Asztrofizika, stb.
- Diplomadolgozat elkészítése.

A geofizikai (meteorológiai) alcsoportban a hallgatók előadásokat hallgatnak a) Meteorológia, b) A légkör dinamikája, c) Geofizika, d) Alkalmazott geofizika, stb. címen. Egy teljesen speciális kiképzést kapnak a polgári és katonai meteorológiában és geofizikában.

A bolgár fizikusok legjellemzőbb vonásai a következők:

- a fizikusok 5 éves.

b) A meteorológia és csillagászat előadás beletartozik az alapképzésbe, (tehát a fizikus tanárjelöltek is a kötelező óraszám keretén belül hallgatják).

c) Matematikai előadások a második évben befejezést nyertek. Míg a magyar fizikusok képzésében — amint ezt a mellékelt kimutatásban látjuk — még a III. évben is igen tekintélyes óraszámokban szerepelnek a matematikai előadások.

d) A fizikai gyakorlatok rövidebb időtartamúak. Ugyanis a III. tanévtől kezdődnek, tehát akkor, amikor már az egész kísérleti fizikát lehallgatták a hallgatók. Természetesen így az óraszám kissé megnövekedik.

e) A fizikusok képzés keretében szakképzett geofizikusokat, illetőleg meteorológusokat is képeznek. Ez — úgy gondolom — Bulgária speciális földrajzi adottságaival indokolható.

Szigeti György: Az elmúlt év őszén alkalmam volt a Német Demokratikus Köztársaságban több egyetemet és kutatóintézetet megtekinteni. Ennek alapján szeretnék beszámolni a NDK-beli fizikusok képzéséről. Természetesen ez az előadás az idő rövidsége miatt nem tartalmazhat teljes kimerítő beszámolót. A rendelkezésemre bocsátott anyag alapján a benyomásaimat adom elő. (Ezután bemutatja a táblázatot, amely kivetít a német fizikusok képzéséről egy összeállítás.) A hazai és az NDK-beli fizikusok képzés között a legfeltűnőbb különbség a kötelező órák számában van, amely lényegesen kevesebb a németeknél, mint nálunk. Nézzük meg azt, hogy mi az, ami viszont nálunk több. Sokkal több a közvetlen foglalkozás

a hallgatókkal és a hallgatóság laboratóriumi munkája. Fizikusok képzés Németországban 6 helyen folyik: Berlin, Halle, Greifswald, Jena, Dresden.

Az I. évben a hallgatóknak vizsgát kell tenniük marxizmus-leninizmusból, II. évben differenciál- és integrálszámításból, mechanikából, III. évben politikai gazdaságtanból, matematikából és alkalmazott matematikából. IV. évben dialektikus és történelmi materializmusból, orosz nyelv, praktikum kiértékelése haladók részére. Az V. év végén a hallgatók államvizsgát tesznek. Az államvizsga anyaga: marxizmus-leninizmus, kísérleti fizika, orosz nyelv, elméleti fizika és bármelyik speciális tárgy a 22 közül. Meglepő a sokkal kevesebb óraszám (pl. kísérleti fizikából is csak 2 féléven át heti 4 óra). Ezzel szemben sok kísérleti munkát kötelesek végezni a laboratóriumban és az államvizsga anyaga is igen komoly laboratóriumi, illetve elméleti munkát is jelent. Nálunk nagyon sok a panasz az oktatási munkákkal való túlterheltség miatt. Németországban ilyen panaszt nem hallottam. Ellenben azt láttam, hogy az oktatók a hallgatókkal állandó kapcsolatot tartanak fenn. Ennek az a magyarázata, hogy saját kutatási területükből veszik az anyagot, amit kiadnak diplomamunkára. Ez igen lényeges pontja a német fizikusok képzésének és a kiképzés igen eredményes, megállapítható, hogy az említett egyetemen végzett fizikusok igen jól képzettek. A rövid időre való tekintettel tovább részletezni a kérdést nem volna helyes, csak a nagy különbségekre akartam rámutatni. (Ezután összehasonlításképpen még egyszer közli a NDK-beli egyetemi előadások óraszámát táblázatosan.)

(Heti óraszám szorozva a félévek számával).

T á r g y	I.	II.	III.	IV.	V.
Kötelező	16	16	14	14	4
Matematika	18	11	2	—	—
Kémia	10	—	—	—	—
Kísérleti fizika	8	2	4	—	4
Elméleti fizika	—	8	10	10	9
Gyakorlati tárgyak ..	—	12	16	8	—
Speciális tárgyak ...	—	—	6	8	10
	52	49	52	40	27

Jánossy Lajos: Javasolom, hogy kérjük fel az előadókat, hogy a most meginduló viták figyelembevételével terjesszenek határozati javaslatokat az ankét elé.

A határozati javaslattal kapcsolatos indítványt a hallgatóság szavazással egyhangúlag elfogadja, majd Jánossy Lajos megnyitja a vitát.

Hozzászólások

Szigeti György: Mint az Eötvös Loránd Fizikai Társulat főtitkára néhány szóval rá akar mutatni arra, miért volt szükség az ankét összehívására és melyek azok a főbb pontok, amelyekre vonatkozóan a megjelentektől javaslatot vár.

A kutatóintézetben, ahol dolgozik, azt tapasztalta, hogy azok a fizikusok, akik most kerülnek ki az egyetemről, más irányú képzésben részesültek, mint amire speciálisan a kutatóintézetnek szüksége volna. Kitűnően tudják pl. a relativitáselmélet különböző rejtett szabályait, de ugyanakkor, ha arra kerül sor, hogy egészen egyszerű kísérleteket kell elvégezni, a legnagyobb zavarban vannak. Zavarba jönnek akkor is, ha valamely problémát önállóan kell megfogni, aminek az az oka, hogy nem szoktak hozzá az önálló munkához, illetve nem tudják a gyakorlatban alkalmazni azt az elméleti tudást, amelyet az egyetemen megszereztek. Nagyon kevéssé vannak tisztában azzal, hogy mi az, amit a fizikusnak egy kutató laboratóriumban végeznie kell. Legfőbb hiba, hogy nem tudnak önállóan gondolkodni. Igaz, hogy ezt 2–3 év alatt meg fogják tanulni, de népgazdaságunknak ez a 2–3 év is nagy kiesést jelent.

Pál kartárs előadásából kitért, hogy a Szovjetunióban mennyire az önálló munkára nevelik az egyetemi hallgatókat, ugyanez tapasztalható a Német Demokratikus Köztársaságban is. Az óraszámok összehasonlí-

tásából látható az is, hogy ebben a két országban a hallgatók kevesebb órásszámmal vannak megterhelve és amit kapnak, homogénebb. Már az első években meg kell kezdeniük az önálló munkát az irodalom tanulmányozásával, az utolsó években pedig már egészen önálló tudományos munkát végeznek.

A hazai fizikusképzés megjavításának lehetőségét látnám abban, ha az órásszámokat lehetőleg csökkentenék, s a hallgatóknak olyan irányú képzést adnának, amely a gyakorlathoz közelebb áll.

További javaslatokat kér arra vonatkozóan, hogyan lehetne rávezetni a hallgatókat már az egyetemen a problémák önálló kezelésére, hogyan lehetne önállóan dolgozni és gondolkodni tudó fizikusokat képezni az öt éves képzés során.

Jánossy Lajos: Megállapítom, hogy a fizikusképzés terén vannak bajok és ezen feltétlenül segíteni kell. Szigeti kartárs hozzászólásában azt mondta, hogy egyes fizikusok, akik hozzá kerültek, túlságosan jól ismerték a relativitáselmélet problémáját, de pl. gázkiülésekről fogalmuk sem volt. Nem azt tartom a tényleges bajnak, ebben az esetben inkább az elosztás a hibás, amely hallgatókat, akik igen erős hajlamot mutatnak az elméleti fizika irányában, egy ipari kutatóintézetbe osztja be. Azt sem tartom pillanatnyilag hibának, hogy a hallgatók, kik éppen az egyetemet végzik, nem tudnak kutatóeszközökkel bábni. Ez éppen a kutatóintézeteknek feladata, a hallgatókat kutatási módszerekre, eljárásokra és az eszközökkel való bábásmódra kitanítani.

Ennél sokkal nagyobb bajok is vannak a fizikusképzésben. Van sok olyan hallgató, ki elvégezte a fizikusképzést és ennek dacára még egyszerű fizikai fogalmakkal sincsen tisztában. Aspiráns felvételi vizsgákon találkoztam egy hallgatóval, aki képtelen volt megmondani, hogy egy patkó mágnespólusai között hogy néznek ki az erővonalak, faggatás után az illető fiústkarika formájú köröket rajzolt a pólusok közé. Más hallgatók nem tudták, hogy egy homogén mágneses térben hogyan mozog egy elektromos töltés.

Kétségtelen, hogy a képzésben van hiba, ha a hallgatóknak még csak egy bizonyos százaléka is ilyen kevéssé van tisztában alapvető fogalmakkal. Ezek a hallgatók sokszor lényegesen nehezebb feladatokat látszat szerint meg tudnak oldani, vagyis megtanulnak kívülről komplikált matematikai levezetésekkel anélkül, hogy megértették volna.

Tapasztalatom az irányításom alatt dolgozó ötöd éves fizikusokkal szemben, hogy mikor beléptek az intézetembe, nem voltak tisztában a hibaszámításnak leggyakoribb kérdéseivel sem, képtelenek voltak statisztikusan eredményeket kiértékelni, szórásokat kiszámítani, stb.

Benyomásom az, hogy a hallgatók egy része az egész egyetemi tanulást alatt sohasem jön tisztába a fizika alapjaival. Kezdetben nem érti tisztán, hogy miről van szó és később egyáltalában feladja azt az ígétet, hogy megértse az előadások lényegét.

Ennek több oka van. Először is túl sok az előadás, másodsorban túlságosan sok anyag van ezekbe az előadásokba beszorítva, végül nem mindenki alkalmas fizikusnak, akit e szakra felvettek.

A régi szabad egyetemi módszernek igen nagy hiányossága volt. Abban az időben az volt az elv, hogy a hallgatók résztvehettek tetszés szerint olyan és annyi előadáson, ahogyan jónak látták és végeredményben rájuk hárult a felelősség, hogy megtanulták-e a tárgyat, vagy sem. Ez a módszer egynéhány különösen tehetséges hallgató számára bizonyos előnyt jelentett, de egyáltalán nem törekedett arra, a hallgatóknak nagy részét alaposan kitanítani. Ma az egyetemnek felelősséget kell éreznie a hallgatók zöme iránt és arra kell törekednie, hogy a hallgatóknak nagyobb része alaposan megtanulja szakmáját. Persze nem lehet és nem szabad arra törekedni, hogy minden hallgató sikeresen végezze el a tanfolyamot, minthogy akadnak olyanok is, akik erre nem képesek, tehetség vagy érdeklődés hiányában.

Ahhoz, hogy a hallgatók zöme alaposan megtanulja a fizikát, szükség van egy jól átgondolt részletes tantervre, mely kötelező a hallgatók számára, de ügyelni kell ennél a tervnél, hogy a kötelező órásszámok ne legyenek túlmagasak és ügyelni kell a tematikánál, hogy ne legyen túlszűfolt. Igyekeznünk kell egy olyan tantervet felállítani, amely a hallgatóknak elég időt ad az előadások és gyakorlatok mellett olvasni és az anyagot nyugodtan és alaposan feldolgozni.

A jelen tanterv erre nem ad lehetőséget és még áldozatok árán is a tantervet úgy kell átdolgozni, hogy az órák száma csökkenjen és az anyag mennyisége csökkenjen. Sokkal kisebb a baj, ha a hallgatók egyes fontos dolgokat nem tanulnak meg egyetemi képzésük folyamán minthogy ha, bár mindenről szó van az előadások folyamán, — de az előadásoknak mennyisége és minősége nem engedi meg a hallgatóknak a tantárggyal elegendően foglalkozni és ezért végeredményben semmit sem sajátítanak el rendszeresen.

A fizikushallgatók számára különösen túl nagy a matematikai órák száma. Emellett, panasz hangzott el, hogy a fizikusoknak szánt matematikai előadások során az anyag nem mindig a legmegfelelőbb módon van táálva. E szempontból pl. helytelennek tartom azt az eljárást, hogy a matematikai szakbizottság dönti el a fizikusok számára szülő előadások anyagát. Az ilyen anyagot kétségkívül a fizikus-szakbizottságnak kellene részletesen letárgyalni, a tárgyalás alapját pedig a matematikusok által felterjesztett anyag képezne.

Kötelességünk ezekkel a problémákkal behatóan foglalkozni. Egyetemeink nagyon sok tehetséges és lelkes hallgatóval rendelkeznek. E fiatalok könnyen és jól tanulnak, de helyesen kell velük foglalkozni, hogy ezt az óriási kincsét, mely az oktatók kezében van, el ne vesszítsük.

Ennek érdekében a hibákat keményen fel kell mutatni és mindent elkövetni a hibák kiküszöbölésére és jobb tanfolyamok és módszerek megteremtésére.

Gémesi József: Csatlakozik Jánossy professzor véleményéhez, amely szerint a fizikusoktatás hiányosságainak oka az előadási anyagban és a magas órásszámokban keresendő. A 129 fizikai (melyből 50 kísérleti óra) és a 141 matematikai óra szembeállításából is látható az aránytalanság. Véleménye szerint azonban nem is annyira az előadások, mint inkább a tankörök nagy száma terheli a hallgatókat, ezeket le kellene szorítani a szükséges minimumra.

A tervszerű, komoly vizsgarendszer bevezetése is elősegítené a fizikusképzés megjavítását, mert ez a komoly tudás alapja. Első lépés lenne a felvételi vizsgánál a komoly szelekció, a második, év végén a komoly vizsga.

Miután a második év fizikai anyaga elég nagy, javasolja, hogy az atomfizikai előadásokat tegyék át félévvel későbbre, ez a harmadik évben már nem okozna megterhelést a hallgatóknak.

Javasolja továbbá, tegyék lehetővé, hogy a hallgatók gyakorlatot szerezzenek műszaki rajzok készítésében, hogy azt, amit elképzelnek, le tudják vázolni s megmagyarázni annak, akinek feladata azt elkészíteni.

A fizikus tanárképzés problémája is megoldatlan még, ezért kéri, hogy más alkalommal ismételtlen üljön össze a Fizikus Társulat ennek megvitatására mert ez talán még égetőbb kérdés, mint a fizikusképzés problémája.

Tarján Ferenc: Megjegyzi, hogy az ankét a szakfizikusok és szaktanárok képzésével foglalkozik, szeretné ha még egy ankét lenne ugyanebben a tárgyban, de pedagógus vonalon.

Szigeti György: A mai ankét célja és tárgya kizárólag a fizikusképzés megtárgyalása.

Tóth Mihály: A leningrádi Zsdanovról elnevezett Állami Egyetem hallgatója voltam. Az itt eltöltött évek folyamán szerzett tapasztalatok alapján néhány megjegyzést kívánok tenni Pál Lénárd elvtárs előadásával kapcsolatban.

Általában az előadásokhoz gyakorlati foglalkozásokként ú. n. szemináriumokat tartanak. Pl. matemati-

kából a szemináriumok anyagát az N. M. Gjunter és R. O. Kuzmin »Felsőbb matematikai példatár« alkotja. A szemináriumok anyagából negyedévenként, illetve félévenként ellenőrző dolgozatot tartanak. A szemináriumok óraszámja az »első« évfolyamon kb. ugyanannyi, mint az előadásé, melyhez kapcsolódnak. A második és harmadik évben a szemináriumok óraszámja, az előadások óraszámainak kb. a felére, vagy egyes esetben még kevesebbre csökken. Ezek a szemináriumok általában a szakosodásig, vagyis a harmadik év végéig tartanak. A szemináriumok anyaga az előadáshoz kapcsolódik, de nem ismétli a leadott anyagot. Azonban adott esetben a Komszomol a hallgatók egyes csoportjának kívánságára olyan kollektívákat szervez meg, melyek együtt veszik át a leadott anyagot.

A Szovjetunióban nagy jelentőséget tulajdonítanak a diplomamunkának. A hallgatók általában már a negyedik évfolyam második felében megkapják diplomamunkájuk témáját, melyet véglegesen közvetlenül az ötödik év elején rögzítenek. A témák megválasztása a hallgatók bevonásával történik. Az ötödéves hallgatók (diplomások) diploma munkáját legalább kandidátusi tudományos fokozatot elért fizikusok vezetik. A diplomások a diploma munkák készítése folyamán meghatározott időközökben beszámolnak a tanszék-vezető és munkatársai előtt munkájuk helyzetéről. A diplomamunkák ellenőrzését (a diplomásvezetőkön kívül, akik közvetlenül irányítják a diplomásokat) a hallgatók részéről egy-egy szakcsoportból megválasztott hallgatókból álló »diploma-bizottság« végzi. Ez a bizottság szemmel tart minden diplomást és igyekszik érvényesíteni a már régebben végzett hallgatók tapasztalatait ebben az irányban. Ilyen tapasztalat pl. az, hogy akadnak hallgatók, akik még az utolsó nap is »mérnek« s nem marad idejük a diplomamunka megírására. Az elméleti és kísérleti munkálatok arányának helyes megválasztása záloga a jól sikerült diplomamunkának. Általában igyekeznek megvalósítani azt, hogy az ötödik évfolyam első felében a témához szükséges berendezés kész legyen, hogy a második félévben megkezdődhessenek a mérések. A diplomamunkák megírásuk után a kijelölt opponensek kezébe kerülnek, akik átnézik azt és kritikái megjegyzéseiket frásban csatolják a diplomamunkához. Ugyancsak csatolja kritikái megjegyzését a diplomamunkához a diplomás-vezető is. A diplomamunkák »megvédése« során a hallgatók röviden vázolják témájukat, eredményeiket, amelyekhez a jelenlévő tanszék-vezető opponens és mások hozzászólnak, megteszik megjegyzéseiket. A »megvédések« május hó folyamán zajlanak le. Júniusban vannak az államvizsgák, még pedig fizikából és marxizmusból. A két vizsgát 10–15 nap választja el egymástól. A fizika államvizsga anyagát lényegében az általános fizika keretén belül leadott anyag képviseli. Nem foglalja magába a leadott szakkollegiumokat. Az államvizsgára nem fektetnek olyan nagy súlyt, mint a diplomamunkára. Célja a tanultak összefoglalása, hogy a hallgatók egészében lássák a fizikát.

Sándor Endre: 3 javaslatot tesz:

1. A fizikusoktatásban harmadik évtől kezdve be kellene vezetni a szakosítást mégpedig olyan formában, hogy szét kellene választani az elméleti és kísérleti fizikusok képzését. A szétválasztásnál a harmadéves hallgatókat olyan arányban kellene a két szak között elosztani, amilyen arányt az gyakorlatban folyik s ami azt eredményezi, hogy az egyetemi évek alatt főleg elméleti irányban tájékozódó hallgatók egy része negyed-év után számukra teljesen idegen kísérleti munkára nyer beosztást.

2. Javasolja a kötött foglalkozások időtartamának csökkentését, még pedig a matematikai kollégiumok óraszámának jelentős redukciója útján. Az elvégzett referátumokból kitűnt, hogy a Szovjetuniót is beleértve

egyik baráti államban sincs ilyen nagy óraszámú kötött foglalkozás és azon belül olyan magas matematikai óraszám, mint nálunk, pedig nyilván ott sem rosszabb a fizikusokképzés. Nem ért egyet azokkal a nézetekkel, hogy azért van szükség a magas matematikai óraszámra, mivel az egyetemen kell pótolni a középiskolai matematikai oktatás hiányosságait. Javasolja, hogy az egyetemen fizikus szakra csak olyan pályázókat vegyenek fel, akik a felvételi vizsgán a középiskolai matematikai és fizikaanyagban való jártasságukat bebizonyították. A matematikai kollégiumok óraszámának csökkentése mellett lényegesnek tartja több matematikai kollégium tematikájának módosítását is a fizikusok igényeinek megfelelően.

3. A hallgatók önállóságra való nevelése érdekében javasolja az anyagismétlő és anyagkövetelő tankörök megszűntetését s harmadévtől kezdődően a hallgatók bevonását a tanszékek kutatómunkájába. Ezzel kapcsolatban megemlíti, hogy a budapesti Egyetem Fizikai Intézetében e javaslat végrehajtásának ezidő szerint két nagy akadály van. Az egyik a hallgatók nagy óraszámja, ami nem teszi lehetővé az önálló búvárkodást, a másik az, hogy az egyetemi Fizikai Intézet kísérleti része az átszervezések és a Központi Fizikai Kutató Intézet megalakulásával kapcsolatos kiválások következtében oly súlyos veszteségeket szenvedett káderekben, hogy nemcsak a kutatómunka terén vannak elmaradások, hanem még a kötelező előadásokat is gyakorlatokat is csak külső előadók széleskörű bevonásával tudja az intézet ellátni. Rámutat, hogy a Fizikai Intézet az elmúlt években milyen mostoha helyzetbe került egyéb rokon intézetekkel pl. a kémiai intézetekkel szemben. Míg a természettudományi intézetek általában mind bővültek, létszámban gyarapodtak, erősödtek, addig a fizikai intézetek száma végül is egyre redukálódott s ez az egy is olyan káderhiánnyal küzd, hogy az oktatók fajlagos terhelése a sok külső előadó bevonása ellenére is még mindig jóval nagyobb, mint akármelyik rokon intézetnél. Nézete szerint azonban remény van rá, hogy a következő tanévre az intézetben a kísérleti vonatkozású kutatómunka odáig fejlődik, hogy néhány hallgató ilyen irányú foglalkoztatása is lehetővé váljék.

Gyulai Zoltán: Pál Lénárd említette, hogy a Szovjetunióban nincsen műhelygyakorlat a fizikusoknál, illetve meglehetősen minimális. Megindokolta azt is, hogy ez miért nem szükséges. Az a véleményem, hogy egy olyan országban, mint a Szovjetunió, ahol a szakosítás minden vonalon évek óta komplettül megoldódott, a műhelygyakorlat és az üvegtechnikus munka egy fizikusnak valóban nem szükséges. A súlypontot azonban én a műhelygyakorlatoknál nem is abban látom, hogy az illető magának eszközöket készítsen, hanem abban, hogy a műhelygyakorlat alatt anyagismeretre tesz szert. Már pedig erre az anyagismertre a fizikusnak szüksége van. Emellett az a közügyesség és technikai ismeret is, amit így megszerez, olyan kellék, aminek gyakran hasznát veszi.

A másik probléma felvetése, mely szerint a hallgatóság bevonandó a tudományos kutatómunkába, ez nagyon szép elgondolás, de minden nagyobb probléma kis részletproblémákból tevődik össze. Ehhez az elgondoláshoz kellene megfelelő laboratóriumi helyiség, sok műszer és még sok minden, ahol ezek a részletproblémák megoldhatók lennének. Ehhez is alapos technikai alapítás volna szükséges és sajnos azt kell mondanom, hogy nálunk néha ilyen kérdésben az ember nem talál kellő megértésre. Szabad laboratóriumi helyiségek volna a szükségesek, ahol adott esetben egy rövidebb feladathoz az ember felépítheti a berendezését, mert azt nem lehet kívánnunk, hogy egy meglévő berendezést lebontsunk egy hirtelen adódó feladat kedvéért. Ezt a problémát én felvettem annak idején, amikor az új Építőipari Műszaki Egyetem helyiségeit tervezték, azonban takarékosági szempontból a terveket többször csökkentették és végül ilyen lehetőségek már nem maradtak. Pedig egy új fizikai intézet tervezésénél számba kell venni azt, hogy a fizika jelentősége úgy tudományos,

mint technikai szempontból nő, tehát egy új intézetnek hosszú ideig meg kell felelnie a követelményeknek.

A nagy óraszámhoz az a megjegyzésem, amit már egy megelőző ankét alkalmával is kifejeztem, hogy valóban soknak tartom. A fizikusképzésnél én olyan hallgatókra gondolok, akik szeretik a tárgyat. De a hallgatónak engedni kell időt arra, hogy gondolkozzék. A hallgató odaül egy egyszerű műszerhez és sokszor előfordul, hogy a kitűzött idő alatt nem tudja a mérést elvégezni. — Kezdő embertől ezt nem is lehet kívánni. De ha van rá ideje, ezt el fogja végezni és az ilyen munkából rengeteget tanul. Elméleti vonalon és a feladatszámolásnál is ez a helyzet.

Nem vagyok benne száz százalékgig biztos, de mégis az az érzésem, hogy a kísérleti fizikát, — amit most két év alatt adnak elő — egy év alatt, esetleg három félév alatt — esetleg heti öt órában — lehetne előadni. Ez egy jól összefogott előadás lenne, ami adná a kísérleti fizika vázát. Ez után félévenként speciális előadások jönnének, teljes részletességgel egyes fejezetekből. Ezeknél már teljesen az elméleti és kísérleti részletek tárgyalásáig mehetnénk és így a következő négy év alatt feldolgozásra kerülne a kísérleti fizika minden fontos pontja. A jelen két évi előadás az előadónak kényelmes, de az a véleményem, hogy az alapvázlat összefogására kissé túl bő, a kellő részletességre pedig túl kevés az idő. Ha 2—3 félév alatt végzünk a kísérleti fizikával, akkor a gyakorlatokkal tetszés szerint rendelkezhetünk, tehát nincsen sorrendi probléma.

Vizsgálat fontosnak tartom a mérőgyakorlatok helyes felépítését. Tehát az egyszerű mechanikai méréseket is kellő súllyal kell gyakorolni, itt szokja meg a hallgató a kellő precizitást.

A hibaszámítás külön tárgyalandó elméletileg, de minden mérésnél nem lehet jól alkalmazni, mert a mérés természete nem olyan, hogy a hallgató sokat tanulna belőle. Viszont a hallgatónak tudni kell a hibaszámítás elméletét és annak jelentőségét.

Faragó Péter: Egyetértek a tananyag csökkentésére vonatkozó javaslatokkal. Az anyag valóban igen nagy, a vizsgáztatást azonban nagyon óvatosan rendelték el az illetékesek oly módon, hogy egyes anyagrészek nem is kerülnek vizsgára, ami az államvizsgán okoz nehézséget.

A tananyag csökkentésével egyidejűleg meg kell követelni, hogy a hallgatók az anyag megértéséről és elsajátításáról a legszigorúbb mérték szerint számoljanak be. Nem elég arról filozofálni, hogy az előadások jók-e, a laboratórium korszerű-e, vagy sem, amíg szigorúan meg nem követelik az anyag megtanulását és az arról való beszámolást.

Ami a kutatómunkába való kapcsolódást illeti, ahhoz intézeti hagyomány kell. Egy új intézetnél, vagy egy újjá való intézetnél 3—4 év kell, amíg erre a légkör kialakul. Ezen a téren, minden külön beavatkozás nélkül a fejlődés egészséges.

Marx György: Az ankét folyamán sok hiányosság és probléma merült fel. Véleményem szerint ezek a hiányosságok nem a tanterv összeállításának a hibái. A fő probléma a hallgató anyaga, az, hogy milyen képességű emberek kerülnek az egyetemre. A jelenlegi helyzet az, hogy vagy leredukáljuk a tananyagot, vagy pedig jobban megnézzük, hogy kiket veszünk fel az egyetemre. Szerintem e kettő között kell választanunk és ennek eldöntése elsősorban a Minisztérium feladata.

Sándor Endre: Rámutat a tapasztalatcsere jelentőségére, amely véleménye szerint komoly eredményeket hozna a fizikusképzés terén is. — A közelmúltban három egyetemi intézetnél tettem látogatást különböző mérések

tanulmányozása végett. Mind a háromtól igen sok hasznos tapasztalattal tértünk vissza, melyek egyrésze már ebben a tanévben alkalmazásra került. Javasolom a tapasztalatcsere a debreceni és szegedi egyetemmel, valamint a környező baráti államok egyetemeinek fizikai intézeteivel. Tapasztalatcsere keretében tanulmányozni lehetne, hogyan folynak a fizikai gyakorlatok a baráti államok egyetemein. Ezzel sokat lehetne javítani a hazai fizikusképzésen komoly anyagi befektetés nélkül.

Szamosi Géza: Első megjegyzésem a matematikai órák nagy számára vonatkozik. Kétségtelen, hogy a matematikai órák száma túl nagy, helyes ezt bizonyos fokig csökkenteni. Néhány hozzászóló azonban olyan javaslatokat tett, melyekkel nem értek egyet. Nem helyes u. i. a mi óraszámunkat feltétlenül a német képzés órásszámaival összehasonlítani, ahol a legkevesebb a matematika. A fizika alapos megtanulásához szükséges matematika órák száma függ attól, hogy a hallgatók milyen előképzettséggel kerülnek az egyetemre. A német képzési tervben szereplő matematika órák száma elegendő akkor, ha az oktatást az analízissel kezdetik és nyilván kevés akkor, ha — mint nálunk — az oktatást a törtek kezelésére vonatkozó szabályokkal kell kezdenünk. Vigyáznunk kell tehát, hogy egy »radikális« csökkentéssel ne ássuk alá saját képzésünk alapjait.

Második megjegyzésemben azt szeretném kiemelni, hogy a képzés eredményének általános értékeléséhez kevés adat áll még rendelkezésre, összesen egy évfolyam kapott eddig oklevelet, épp az a szerencsétlen évfolyam, melynek képzési terve évről évre változott a reformlavinák során. A Központi Fizikai Kutató Intézetbe került fiatal fizikusok (legalábbis a Kozmikus Sugárzási osztályon) nagyjából megállták a helyüket.

Az olyan kirívó esetek, melyeket Jánossy professzor említett hozzászólásában, nem egyedülállóak és a jövőben is elő fognak fordulni mindaddig, míg a képzésben »átirányított« és más, oda nem való hallgatók is részt vesznek. Reméljük azonban, hogy ez nem fog már sokáig tartani.

Jánossy Lajos összefoglalja röviden a vitát, megállapítja, hogy az ankét résztvevői a problémákban nagyrészt egyetértettek, az ankét felszínre hozta a negatívumokat és ezekre figyelemreméltó orvoslási javaslatok születtek. Javasolja, hogy az ankét előadói a hozzászólások alapján szövegezzék meg a határozati javaslatot a Minisztérium felé, terjesszék az ankét elé.

Határozati javaslat.

1. A felvételi vizsgán a középiskolában megkövetelt fizikai anyag tudása kötelező legyen.
2. Az óraszámok túl magasak és így a hallgatósnak az anyag elmélyítésére nincs elég ideje, tehát a hallgatósnak önállóságra való nevelése érdekében javasoljuk az óraszámok csökkentését.
3. Az anyagot a hallgatók a szakma legjobbjai által vezetett szemináriumokon keresztül mélyítsék el.
4. Be kell vezetni a Szovjetunióban jól bevált évfolyammunkát.
5. Lényegesen meg kell szigorítani a vizsgán az anyag számonkérését.
6. A matematikai órák anyagának problémáját fizikusokból álló szakbizottság vizsgálja felül.
7. A tanulókörökre vonatkozóan javasoljuk, hogy ezt a kérdést az Oktatásügyi Minisztérium vizsgálja felül és ezeknek számát szükséges minimumra csökkentse.

KÖNYVSZEMLE

A. B. Mlodzejevskij: TERMODINAMIKA
(Egyetemi tankönyv. Tankönyvkiadó, Budapest.
1953.)

Egyetemi oktatásunk nagy hiányát érezte egy, az igényeket mindenféle szempontból kielégítő termodinamika tankönyvnek. Az egyetemi tankönyvek sorában jelentek már meg eddig is e tárgyra vonatkozó könyvek (pl. Karpov: Műszaki hőtan), ezek azonban a fizikus és fizika szakos tanárjelölt egyetemi hallgatók termodinamika előadásához nem kapcsolódnak szorosabb értelemben. Éppen ezért örömmel fogadtuk Mlodzejevskij könyvének magyar nyelvre való fordítását, amely a fent említett hallgatók egyetemi előadási anyagának elég jól megfelel. A könyv négy fejezetre tagolódik.

Az első fejezet a termodinamika első fő tételével kezdődik, majd a belsőenergia, munka fogalmának bevezetése után a fajhőkkel foglalkozó rész következik. Ebben a fejezetben az adiabatikus folyamatok, körfolyamatok mellett olyan kérdésekkel is foglalkozik, mint pl. a kristályosodási hő függése a hőmérséklettől, vagy folyamatok térbeli ábrázolása. A fejezet végén részletesen tárgyalja a Carnot-féle körfolyamatot, reverzibilis és irreverzibilis folyamatokat.

A második fejezetet tulajdonképpen a második fő-tétel ismertetésére és ezzel kapcsolatos problémák tárgyalására szánja. A második fő-tétel különböző megfogalmazásai után bevezeti az entrópiát. Ezzel kapcsolatban több problémát vizsgál, pl. entrópia változása adiabatikus folyamatok esetén, entrópia növekedése gázok kiterjedése alkalmával, diffúzió során. A második fő-tétel konkrét alkalmazásaként levezeti a Clausius—Clapeyron-féle egyenletet, a felületi feszültség hőmérséklettől való függését. Ebben a fejezetben is találunk olyan érdekes, a szokásos előadástól hiányzó problémákat, mint pl. túlűtött folyadékok kikristályosodása stb. A második fő-tétel további alkalmazásaként a fénynyomás és a Stefan—Boltzmann-törvény szerepel. A fejezet végén kitér a második fő-tétel statisztikus értelmezésére, az entrópia és a valószínűség kapcsolatára.

A könyv harmadik fejezetének elején sorra veszi a termodinamikai állapotfüggvényeket. Ezek segítségével felír néhány termodinamikai egyenletet és ezek alkalmazásaként más úton is levezeti az előző fejezet egyes eredményeit, mint pl. Clausius—Clapeyron-féle egyenlet, a felületi feszültség függése a hőmérséklettől stb. Ebben a fejezetben kapnak helyet többek között a szabad-energiával kapcsolatos problémák, szabad- és belső-energia közti összefüggés. A fejezetet a kémiai affinitással és a termodinamika harmadik fő-tételével foglalkozó részek zárják be.

A negyedik és egyben utolsó fejezetben főképpen a termodinamikai egyensúllyal kapcsolatos kérdésekkel találkozunk. Homogén és heterogén rendszerek egyensúlya, gázkeverék energiája, entrópiája, tömeghatás-törvénye, termodinamikai potenciál, fázisszabály stb. A fejezet végén a termodinamikai felületekkel foglalkozik: szabadenergia felülete, Gibbs-féle termodinamikai felület, majd a kétfázisú felületekkel zárul a könyv.

A könyv tartalomjegyzékét átnézve örömmel állapíthatjuk meg, hogy a szokásos előadási anyagon kívül számos érdekes problémával is foglalkozik. Pl. magneto-termikus jelenségek, galvánelemek elektromotoros ereje, kristályok növekedésének problémája. Egyedül a tömeghatás törvényére kevés alkalmazást találunk. Hiányoznak a híg oldatok, ennek folytán a fagyáspont-csökkenés, forráspont-emelkedés. Jó lenne, ha egy ötödik fejezetként a hőmérsékleti sugárzás tárgyalását is megtalálánánk a könyvben. Külön ki kell emelni a könyv érdemeinél, hogy a magyar és fordított tankönyvek között Mlodzejevskij könyve pedagógiailag is a legjobbak egyike.

Meg kell említenem, hogy a könyv magyar nyelvű kiadása nagyon jól sikerült. Kiváló a fordítás és a szerkesztés.

N. K.

AZ EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KARÁNAK ÉVKÖNYVE
1952—53. Tankönyvkiadó. 161 oldal.

A fő célt képező oktatási munka mellett a budapesti Tudományegyetemen folyik a természettudományos kutatómunkának egy számottevő része. Emellett a leendő kutatók többségét innen indítják el az ország legkülönbözőbb tudományos intézeteibe. Erről a nagyjelentőségű tudományos és kutatót nevelő munkáról hivatott áttekintő képet adni a Természettudományi Kar nemrég megjelent évkönyve.

Az évkönyvben kisebb-nagyobb önálló tudományos közlemények sorakoznak egymás mellé, megtaláljuk az egyetemen dolgozó akadémikusok cikkei mellett fiatal tanársegédek, harmad-negyedéves egyetemi hallgatók munkáit is. A gazdagon sokrétű anyagban szerepel négy matematikai, négy fizikai, öt kémiai, négy földtani, két biológiai, két meteorológiai és két földrajzi tárgyú dolgozat.

A fizikai közlemények közül az első Selényi Pál akadémiai lev. tag tollából való: *Egyszerű optikai berendezés színes fények és testi színek hullámhosszának és telítettségének meghatározására*. A mindennapi élet egy kicsinek látszó, de gyakorlatilag igen fontos problémája az autoreflektoerek helyes (kontrasztos képet adó, élesen és mégis káprázatásmentesen látható, ködben kevésbé szóródó) színeinek megválasztása. A megfelelő szín meghatározása, szabványok kidolgozása és a gyári ellenőrző mérésnek a lényeges sajátosságot megadó, mégis egyszerű kidolgozása fizikus kezébe való feladat. Selényi Pál a problémának a domináns szín és színtelítettség fogalmát felhasználva olyan megoldását adta, melyet azóta külföldi szervek is átvettek. Az általa kidolgozott szellemesen egyszerű módszer a gyakorlati élet más területein is kiválóan alkalmazható, így pl. a magyar paprika minőségének gyors és pontos ellenőrzését teszi lehetővé, annak színe alapján.

Györgyi Géza IV. éves fizikus hallgató (jelenleg a KFKI tudományos kutatója) a másik közlemény szerzője. A közlemény az *Eötvös—Selényi-féle lengő mérleg anomális lengéseivel* foglalkozik. A berendezés egyszerű laboratóriumi kísérlet formájában hivatott kimutatni forgó Földön lévő megfigyelők számára fellépő tehetetlenségi erőket. (Lásd Acta Physica 1951.) A kimutatandó lengéseket azonban nagyon zavarták bizonyos más eredetű lengések, melyek forrását sokáig hiába keresték. Györgyi mutatott rá ezen lengések okára: a mérlegtengely ferdeségéből adódó csatolásra a vízszintes és függőleges lengések között. A számítás eredményeként megadta azok feltételét, hogy a zavaró lengések kiküszöbölhetők legyenek.

Károlyházy Frigyes IV. éves fizikus hallgató (jelenleg aspiráns) dolgozatának címe: *»Elektromágneses hullámok interferenciája a kvantumelektrodinamikában.«* Károlyházy azt az elvi szempontból is fontos és az irodalomban sokat vitatott kérdést tárgyalja, hogy milyen feltételek mellett lehetnek különböző fényforrásból származó fénykvantumok interferenciaképesek. Rámutat arra, hogy a fáziskülönbség állandóságára a kvantumelmélet szerint is biztosítani képes a fotonok egymásközi intereferenciaképességét. A dolgozat külön értéke az a szellemes módszer, amellyel ennek az elméletileg nehezen kezelhető problémának egyszerű tárgyalását lehetővé tette.

Németh Judit III. éves fizikus hallgató a *hullámvezetőben haladó fotonok impulzusáról* ír. Ismeretes, hogy a vákuumban haladó fotonok energiája hv, impulzusa hv/c a kvantumelektrodinamika és a megfigyelés egybehangzó állítása szerint. Ebből arra lehet következtetni, hogy a fotonok bizonyos mértékig olyan »részecskék« sajátságaival rendelkeznek, melyeknek zérus nyugalmi tömegük van. Ez azonban nem általánosan igaz. Dielektrikumban a foton impulzusa különbözik a fenti értéktől, álló hul-

lában a foton impulzusa zérus, ami azt eredményezi, hogy az ilyen »foton« nyugalmi tömege zérustól különböznek adódik. Németh egy újabb példán, a hullámvezetőben haladó sugárzást kvantumelektrodinamikailag tárgyalva mutatja meg, hogy anyaggal állandó kölcsönhatásban levő sugárzás esetén véges érték adódhatik a foton nyugalmi tömegére. A jelenség összefügg azzal, hogy az említett esetekben a sugárzás energiája a vákuumbeli fénysebességnél kisebb sebességgel halad.

Az érdeklődő több érdekes cikket találhat a más tudományos területre eső dolgozatok között is. Az, hogy a fiatal kutatók, leendő tudósok munkái a professzorokéi mellett kaptak helyet az évkönyvben, nagy nevelő értéket jelent.

Külön figyelmet érdemelnek az évkönyvnek azok a cikkei, melyek egy-egy egyetemi intézet történetét, az egyetem egyik kiváló tudósának életművét ismeretik. Ilyen Pintér Margitnak Winkler Lajossal, az első nemzetközileg elismert magyar kémikusok egyikével foglalkozó dolgozata, Vadász Elemérnek az egyetem földtani tanszékének évszázados történetéről beszámoló írása, sőt ide sorolhatjuk Havasnének a 16–17. század-

beli magyar földrajztudománnyal foglalkozó cikkét. Ezek a magyar természettudomány csak igen kevésé feldolgozott történetéhez szolgáltatnak értékes részleteket, megismertetik a kutatókkal, oktatókkal, diákokkal az értékes nemzeti hagyományokat. Azt hisszük, hogy az egyetemi évkönyvek egyik főfeladata kell, hogy legyen ilyen tudománytörténeti dolgozatok közlése az eddigieknél még nagyobb mértékben, kiterjedve a fizikára is. Ez a szempont a jövőben talán segít majd megoldani azt a problémát is, amely az évkönyvben előforduló anyag sokféleségéből adódik: lehetővé fog talán ezáltal válni a szerteágazó anyagnak valamilyen egységbefűzése. A múlt eredményeinek ismertetését egészíthetnék ki az egyetemi intézetek jelenlegi tudományos munkájáról, elért eredményeiről megírt összefoglaló beszámolók.

Reméljük, hogy a jövőben folyamatosan megjelenő egyetemi évkönyvek a magyar tudományos életnek szűk egyetemi kereteken túlnövő gazdagodását fogják jelenteni. A budapesti Természettudományi Kar első évkönyve ennek a fejlődésnek ígéretét hordozza magában.

M. Gy.

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

Jánossy Lajos: A radioaktív bomlás valószínűségi törvényéről

Trummer István: A modern spektrofotometria elméleti alapjai

Román Pál: Az elemi részecskék elméletének fejlődése
a Szovjetunióban

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Makai Lajos: Az egyenesvonalú egyenletesen gyorsuló mozgás
és a súrlódás kísérleti vizsgálata

Makai Lajos: Két mérőkísérlet az elektromosság tanából

KÖNYVSZEMLE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

**Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 111-010 ***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022**

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

Л. Яноши: О вероятностных законах радиоактивного распада

И. Труммер: Теоретические основы современной спектрофотометрии

П. Роман: Развитие теории элементарных частиц в Советском Союзе

Из лаборатории учителя средней школы

Л. Макай: Опытное исследование прямолинейного равномерно ускоряемого движения и трении

Л. Макай: Два измерительного опыта по электричеству

Обзор книг

A kiadásért felel: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1954 VIII. 18—IX. 2. Példányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív, 25 ábra

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 33268 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IV. évfolyam

5. szám

1954. november

A radioaktív bomlás valószínűségi törvényéről

I.

A következőkben a radioaktív bomlás ismert törvényének egy levezetését mutatjuk be. Eredményünk szerint valamely radioaktív sugárforrás intenzitása az időben exponenciálisan csökken, vagyis a forrás intenzitását a t időben

$$J(t) = J(0)e^{-at} \quad (1)$$

adja meg, ahol $J(0)$ az intenzitás értéke $t = 0$ -kor, a az átlagos élettartam reciproka. Intenzitás alatt az egységnyi idő alatt kilépő részecskék számát értjük.

Az (1) összefüggést gyakran a következőképpen vezetik le. Minthogy az intenzitás az időegység alatt kibocsátott részecskék száma, felírható, hogy

$$J(t) = - \frac{\Delta N(t)}{\Delta t}, \quad (2)$$

ahol ΔN a rövid Δt időtartam alatt emittált részecskék száma. Mindenesetre azt fel kell itt tennünk, hogy egyrészt Δt igen rövid és ezért nem nagy az intenzitás t és $t + \Delta t$ időbeli értékének különbsége, másrészt azonban ennek az időtartamnak oly hosszúnak kell lennie, hogy $\Delta N \gg 1$ legyen; ellenkező esetben, vagyis ha $\Delta N \sim 1$ volna, úgy a (2) hányados értéke erősen ingadozna és nem közeledne a tényleges intenzitáshoz. Könnyen beláthatjuk, hogy ilyen ingadozások fellépnének, ha olyan rövid Δt időtartamot veszünk, amelynek során esetleg egy részecske sem emittálódik. Ilyen rövid időtartam esetén véletlenül $J(t) = 0$ is adódhatik. Ugyanúgy $J(t)$ -re túl nagy értékeket is kaphatunk, ha a Δt időtartam folyamán véletlenül sok bomlási folyamat következik be. Az ilyen ingadozások kiküszöbölésére fel kell tennünk, hogy

$$\Delta t \sim 0, \Delta N \gg 1 \quad (3)$$

egyszerre teljesülnek. Ezek a feltételek bizonyos fokig ellentétben állanak egymással. Az, hogy egyáltalán — ha durván is — teljesíthetők, annak következménye, hogy az atomok száma még egy kis radioaktív forrásban is rendkívül nagy.

Ha feltesszük, hogy az egy rövid időintervallumban kisugárzott részecskék száma arányos a jelenlévő részecskék össz-számával, úgy felírhatjuk, hogy

$$\Delta N(t) = -a N(t) \Delta t, \quad (4)$$

ahol a arányossági tényező, a negatív előjel pedig arra utal, hogy ΔN csökkenést jelent. A (4) egyenletnek természetesen csak akkor van értelme, ha a (3) összefüggés teljesül és $\Delta N(t)$ ingadozásai a rövid Δt időben elhanyagolhatók.

A (4) egyenlet megoldására osszuk mindkét oldalt Δt -vel, ekkor kapjuk, hogy

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -a N(t). \quad (5)$$

Ha ebben az egyenletben a differenciahányadost differenciáhányadossal helyettesítjük, nem követünk el nagy hibát, mert Δt igen kicsi. Jó közelítésben teljesül tehát, hogy

$$\frac{dN(t)}{dt} = -a N(t). \quad (6)$$

A (6) differenciálegyenlet általános megoldása:

$$N(t) = N(0) e^{-at}, \quad (7)$$

amint arról (7)-nek a (6) egyenletbe való behelyettesítésével meg lehet győződni. Az $J(t)$ intenzitás így írható:

$$J(t) = - \frac{dN(t)}{dt}, \quad (8)$$

ugyanis (8) jobboldalára érvényes:

$$- \frac{dN(t)}{dt} \sim \frac{N(t) - N(t + \Delta t)}{\Delta t}.$$

E képlet jobboldalán éppen a jelenlévő részecskék számának időegységre eső csökkenése áll. Ez azonban az időegységenként emittált részecskék számával egyenlő. (8) tehát valóban az egységnyi idő alatt kibocsátott részecskék számát s ezzel a sugárzás intenzitását adja. Ha (7)-et és

(8)-at összehasonlítjuk, az (1) egyenletet kapjuk, feltéve, hogy $a N(0) = J(0)$.

Az (1) egyenlet e levezetése, amint az a fentiekből kitűnik, nem kielégítő. A (3) feltétel önmagában is kényelmetlen és még ront a dolgon az áttérés a differenciahányadosról differenciáhányadosra; ez a határátmenet lényegében a $\Delta t \rightarrow 0$ feltevést jelenti (3)-mal ellentétben.

A következőkben az (1) egyenletre teljesebb és kielégítőbb levezetést adunk.

II.

Mindenekelőtt röviden meg kell ismerkednünk a valószínűségszámítás néhány fogalmával. Valamely esemény bekövetkezésének valószínűségét egy p számmal lehet jellemezni. $p \sim 0$ azt jelenti, hogy az esemény igen valószínűtlen; $p \sim 1$ viszont azt, hogy az esemény gyakorlatilag biztosan bekövetkezik. Tekintsünk egy számlálócsövekből álló berendezést, amely egy állandó sugárforrás impulzusainak érzékelésére van beállítva. A regisztrált impulzusokat egyenlő időtartamok elmúltakor (pl. percenként) olvassuk le. Bár az intenzitás állandó és a leolvasási időtartamokat is egyenlőknek választottuk, azt fogjuk találni, hogy a leolvasott impulzus-számok esetről esetre különbözők; az így kapott számok rögzített középérték körül ingadoznak. Legyenek az egyes eredmények n_1, n_2, n_3, \dots stb. Amint már említettük, az egyes leolvasások eredményei általában különböznek. Ha gyakran végzünk leolvasást, azt találjuk, hogy egyes számok ismétlődnek; azok a számok, amelyek a középértékhez közel vannak, gyakrabban, a középértéktől távolabb eső számok ritkábban térnek vissza. Ezt a következőképpen lehet kifejezni. Az összes lehetséges eredményhez: 0, 1, 2, ... egy-egy $p(0), p(1), p(2), \dots$ valószínűséget rendelünk. E valószínűségektől a következő tulajdonságokat kívánjuk meg. Ha pl. $p(0) = 0,2$ a 0 eredményű leolvasás valószínűsége, úgy azon esetek száma, amelyek a 0 eredményt adják, közelítőleg

$$n_0 \approx N p(0) = 0,2 N \quad (9)$$

legyen, ahol N az összes leolvasás száma; feltételezzük, hogy N és n_0 mindketten nagy számok. Hangsúlyozzuk, hogy a (9) összefüggés általában csak közelítőleg teljesül; gyakran nem is elégíthető ki exaktul ez az egyenlet, mert $N p(0)$ általában nem egész szám, viszont n_0 azon esetek száma, amelyeknél a leolvasás eredménye 0 s ezért szükségképpen egész szám. Ezenkívül ez a szám ingadozik is és ezért a (9) összefüggés nem tekinthető általános érvényűnek. Azonban — amint az a későbbiekből kitűnik — ezek az ingadozások százalékosan annál kisebbek, minél nagyobb N . Vagy pontosabban: (százalékosan) nagy ingadozások annál valószínűtlenebbek, minél nagyobb N . Az előzőhöz hasonlóan fennáll:

$$n_1 = N p(1), \quad n_2 = N p(2), \quad n_3 = N p(3), \dots \\ n_k = N p(k) \dots$$

Ezek az összefüggések azon megfigyelések számát adják, amelyeknél 1, 2, 3, ..., k , ... impulzust kapunk.

Megkérdezhetjük, hogy mi a valószínűsége annak, hogy egy észlelés *vagy* 0-t *vagy* 1-et ad. Azon események hozzávetőleges száma, amelyeknél az eredmény vagy 0, vagy 1, a 0-t és 1-et adó események számának összege, tehát felírhatjuk, hogy

$$n_{0,1} = n_0 + n_1,$$

vagy

$$n_{0,1} = N p(0) + N p(1) = N (p(0) + p(1)).$$

Vezessük be a

$$p(0) + p(1) = p(0,1)$$

jelölést, úgy (8) helyett azt kapjuk, hogy

$$n_{0,1} = N p(0,1) \quad (10)$$

itt, éppúgy mint a többi egyenleteknél, az egyenlőség közelítő. Ha (10)-et (9)-el összevetjük, azt mondhatjuk, hogy $p(0,1)$ annak a valószínűsége, hogy vagy 0, vagy 1 az eredmény. Általánosabban azt lehet mondani, ha p egy — röviden a -val jelölt — esemény bekövetkezésének valószínűsége és q egy másik, b eseményé és a és b egyszerre nem következhetnek be, úgy annak valószínűsége, hogy vagy a vagy b bekövetkezik:

$$p(a, b) = p + q. \quad (11)$$

Ezt a szabályt általánosíthatjuk és azt mondhatjuk, hogy: legyenek p, q, r, \dots bizonyos a, b, c, \dots események bekövetkezésének valószínűségei. Annak valószínűsége, hogy ezek közül valamelyik bekövetkezzék:

$$p(a, b, c, \dots) = p + q + r + \dots, \quad (12)$$

feltéve, hogy az a, b, c, \dots események egymást kizárják. Például: visszatérve eredeti esetünkre, annak valószínűsége, hogy a számlálóberendezés 0 és 5 közötti eredményt adjon:

$$p(0-5) = p(0) + p(1) + p(2) + p(3) + \\ + p(4) + p(5).$$

E szabály fontos alkalmazása a következő: Annak valószínűsége, hogy a berendezés egy leolvasáskor 0-t ad, legyen $p(0)$, annak valószínűségét, hogy nem nullát olvasunk le, jelöljük $\bar{p}(0)$ -al. A leolvasásnak azonban *vagy* nullát kell adnia, *vagy* nem nullát; annak valószínűsége tehát, hogy nullát kapunk vagy nem nullát, (bizonyos eseményről lévén szó, eggyel egyenlő, vagyis

$$p(0) + \bar{p}(0) = 1, \text{ vagy } \bar{p}(0) = 1 - p(0).$$

Általában, ha valamely esemény bekövetkezésének valószínűsége p és ugyanezen esemény be nem következésének valószínűsége q , úgy fennáll közöttük a

$$p = 1 - q \quad (13)$$

összefüggés.

Független események.

Vegyük szemügyre a számlálóberendezés két egymás után következő leolvasását: A két leolvasás eredményét egymástól függetlennek kell tekintenünk, azaz: ha az első leolvasás nagy értéket ad, a második leolvasás eredménye egyaránt lehet nagy vagy kis szám, az első leolvasás eredményétől teljesen függetlenül. Elterjedt tévhit az, hogy egy viszonylag nagy érték után valószínű, hogy kisebb érték következik a nagy érték »kompenzálására« és a középérték »előállítására«. Ez a felfogás teljesen hamis; amint a következőkben látni fogjuk, a középérték sok mérés eredményeként alakul ki, habár az egyes eredmények egymástól függetlenek. Egyébként ez a felfogás az »egymást kompenzáló valószínűségekről« teljesen képtelen következtetésekre vezetne, ha komolyan megvizsgálnánk részleteiben.

Tegyük fel a kérdést: mi annak a valószínűsége, hogy két észlelés mindegyike a 0 eredményt adja. A kérdés megválaszolására tekintsünk $2N$ leolvasást és foglaljuk ezeket párokba így: 1. és 2. észlelés, 3. és 4. észlelés, ... stb. Kérdezzük most azt, hogy ezen N észlelés-pár között hány olyan van, amelyeknél mindkét leolvasás a 0 eredményre vezetett. Csoportosítsuk a párokat a pár első észlelésének eredménye szerint. Azon párok hozzávetőleges száma, amelyeknél az első észlelés 0-t adott eredményül, nyilvánvalóan

$$n_0 = N p(0). \quad (14)$$

Ha N elég nagy, úgy n_0 is nagy szám és feltehetjük a kérdést, hogy az így kiválasztott n_0 párból hány olyan van, amelynek a második észlelés eredménye is 0 volt. Jelöljük ezek számát n_{00} -al, úgy

$$n_{00} = n_0 p(0),$$

vagy (14) felhasználásával

$$n_{00} = N (p(0))^2.$$

Azt lehet tehát mondani, hogy

$$p(0+0) = (p(0))^2, \quad (15)$$

ahol $p(0+0)$ annak valószínűségét jelenti, hogy két egymás utáni észlelés a 0 eredményre vezet. Megfontolásaink megismétlésével meghatározhatjuk a $p(0+1)$ valószínűséget; azaz meghatározhatjuk annak valószínűségét, egy észleléspár első észlelése 0-t, a második 1-t adjon eredményül. Az előbbieket után világos, hogy ez a valószínűség

$$p(0+1) = p(0)p(1). \quad (16)$$

Hangsúlyoznunk kell azonban, hogy a valószínűség megállapítása céljából fontos, hogy megköveteljük azt, hogy a pár első észlelése adja 0-t eredményül és a második 1-et. Természetesen másként is megállapíthatjuk a sorrendet és kereshet-

jük az 1-gyel kezdődő és 0-val végződő párok valószínűségét. Az ilyen párok valószínűségére

$$p(1+0) = p(1)p(0), \quad (17)$$

adódik ugyanúgy, mint előbb. (16) és (17) azonban különböző események bekövetkezésének valószínűségét adják meg: Ha egy észleléspár eredményül 0, 1-et ad, úgy nem ad 1, 0-t és megfordítva. Ha tehát az érdekel bennünket, hogy mi annak a valószínűsége, hogy egy párban egy 0 és egy 1 fellép, úgy a $0+1$, vagy az $1+0$ események bekövetkezésének valószínűségét kell meghatározunk. (11) segítségével az a valószínűség így írható:

$$p(0+1, 1+0) = p(0+1) + p(1+0),$$

vagy

$$p(0+1, 1+0) = 2 p(0)p(1) \quad (17a)$$

*

A mondottakat általánosítva a következő szabályt állíthatjuk fel. Legyen a és b két független esemény, p és q jelentse bekövetkezésük valószínűségét. a és b bekövetkezésének valószínűsége

$$p(a+b) = pq. \quad (18)$$

Még általánosabban azt mondhatjuk, hogy az a, b, c, \dots független események egymás utáni bekövetkezésének valószínűsége

$$p(a+b+c+\dots) = pqr\dots, \quad (19)$$

ahol p, q, r, \dots az egyes a, b, c, \dots események bekövetkezésének valószínűségét jelentik. Az eseményeknek nem kell mind különbözőknek lenniük; (1. pl. (15)) különböző eseményeknél ügyelnünk kell a sorrendre.

III.

Az általános előkészületek után egy gyakorlatilag fontos problémával akarunk foglalkozni. Tekintsünk ebből a célból egy olyan észlelést (például a számlálóberendezés leolvasását), amely különböző eredményekre vezethet. Jelöljük az egyes lehetséges eredményeket a, b, c, \dots -vel és p, q, r, \dots -rel az eredmények bekövetkezésének valószínűségét. Speciálisan annak valószínűsége, hogy egy bizonyos észlelés eredménye a legyen, p . (Pl. legyen a az a leolvasás, amelynek eredménye 0 és $p = p(0)$.) Kérdezzük most meg, hogy mi annak a valószínűsége, hogy N észlelés közül k -szor kapjuk az a eredményt és $N-k$ -szor valamilyen más eredményt. Jelöljük az így definiált valószínűséget

$$P_N(k)$$

val. Ha egy észlelést végzünk, úgy k csak a 0 és 1 értékeket veheti fel. Fennáll, hogy

$$P_1(1) = p.$$

Ez az egyenlet egyszerűen az a esemény bekövetkezéséről tett feltevésünket fejezi ki. Minthogy (13) szerint k csak 0 vagy 1 lehet, $N = 1$ esetén

$$P_1(1) + P_1(0) = 1,$$

tehát

$$P_1(0) = 1 - p.$$

Tekintsük az $N = 2$ esetet, azaz egy észlelés-párt. Ezt már lényegében megtárgyaltuk. $N = 2$ esetén k lehetséges értékei: $k = 0, 1, 2$. $k = 2$ esetén a (15) képlet értelemszerűen alkalmazható és felírhatjuk, hogy

$$P_2(2) = p^2.$$

$p(0+0)$ helyett $(P_2(2)-t)$ írtunk és $p(0)-t$ helyett p .

A $k = 0$ eset egészen hasonlóan tárgyalható. $k = 0$ azt jelenti, hogy az esemény kétszer egymás után *nem* következik be, ez ugyanaz, mintha azt mondanánk, hogy \bar{a} kétszer egymás után következik, ahol \bar{a} olyan észleléseket jelent, amelyek nem az a eredményt adják. \bar{a} bekövetkezésének valószínűsége $1 - p$, tehát

$$P_2(0) = (1 - p)^2.$$

Végül a $k = 1$ eset a (17a) képletre vezethető vissza. $P_2(1)$ olyan észleléspár valószínűségét adja, amelyből az egyik észlelés a -t, a másik \bar{a} -t adja eredményül, tetszés szerinti sorrendben. Azt kapjuk, hogy

$$P_2(1) = 2 p (1 - p).$$

Eredményeinket összefoglaljuk:

$$P_2(0) = (1-p)^2, P_2(1) = 2p(1-p), P_2(2) = p^2. \quad (20)$$

(20)-ból következik, hogy

$$P_2(0) + P_2(1) + P_2(2) = (1-p)^2 + 2p(1-p) + p^2 = 1.$$

Ez az összefüggés azt a tényt fejezi ki, hogy ha két észlelést végzünk, bizonyossággal várható, hogy az a eredmény 0-szor, 1-szer vagy 2-szer bekövetkezik.

Most tekintsünk három észlelésből álló csoportokat, általánosítsuk eredményünket $N = 3$ -ra és kérdezzük meg, mi annak a valószínűsége, hogy a 3 eset közül k -szor következik be az a esemény. Magától értetődik, hogy k csak a 0, 1, 2, 3 értékeket veheti fel. A $k = 0$ és $k = 3$ esetek (19) alapján könnyen elintézhettek:

$$P_3(0) = (1-p)^3, P_3(3) = p^3.$$

A $k = 1$ vizsgálatánál észrevehetjük, hogy három különböző eredmény-hármas van, amelyek a -t egyszer tartalmazzák. Sematikusan ezek így írhatók:

$$a, \bar{a}, \bar{a} \quad \bar{a}, a, \bar{a} \quad \bar{a}, \bar{a}, a.$$

(19) szerint ezek mindegyike a

$$p(1-p)^2$$

valószínűséggel következik be. Annak valószínűsége tehát, hogy a kombinációk egyike bekövetkezik:

$$P_3(1) = 3p(1-p)^2.$$

Végül a $k = 2$ esetre jutunk, ha az

$$\bar{a}, a, a \quad a, \bar{a}, a \quad a, a, \bar{a}$$

esemény-hármasokat vesszük tekintetbe. Mind-egyikük valószínűsége

$$p^2(1-p)$$

Annak valószínűsége, hogy egyikük bekövetkezzék:

$$P_3(2) = 3 p^2(1-p).$$

Összefoglalva:

$$P_3(0) = (1-p)^3, P_3(1) = 3 p (1-p)^2, P_3(2) = 3 p^2(1-p), P_3(3) = p^3.$$

E valószínűségek összege ismét 1, amint annak lennie kell. Lépésről lépésre meghatározhatnánk a valószínűségeket $N = 4, 5, \dots$ esetére. Az eredmény:

$$P_N(0) = (1-p)^N, P_N(1) = N p (1-p)^{N-1},$$

$$P_N(2) = \frac{1}{2} N(N-1) p^2 (1-p)^{N-2} \quad (21)$$

és általában:

$$P_N(k) = \frac{N(N-1)\dots(N-k+1)}{1 \cdot 2 \dots k} p^k (1-p)^{N-k}. \quad (21a)$$

Egyszerűség kedvéért a fenti kifejezésben be szokás vezetni az

$$\frac{N(N-1)\dots(N-k+1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots k} = \binom{N}{k} \quad (21b)$$

jelölést. Ez a mennyiség az ún. binomiális együttható; eredményünk tehát:

$$P_N(k) = \binom{N}{k} p^k (1-p)^{N-k}. \quad (22)$$

A binomiális együtthatók egész számok; a (22) egyenlet jelentése igen egyszerű:

$$p^k (1-p)^{N-k} \quad (23)$$

annak a valószínűsége, hogy N mérés közül az első k az a eredményt adja, s a többi $N-k$ más eredményre vezet. Ugyanez a kifejezés adja meg annak a valószínűségét is, hogy N észlelés közül k előre kiválasztott észlelés az a eredményt adja, a többi $N-k$ viszont mást. A különböző lehetőségek száma, amely megadja azt, hogy hányféleképpen lehet N észlelés közül k -t kiválasztani, éppen $\binom{N}{k}$; az a eredményt k -szor tartalmazó

észleléssorozatok számának, $\binom{N}{k}$ -nak és (23)-nak a szorzata adja (22)-t.

*

A (22) kifejezés Bernoulli-tól származik és Bernoulli-féle valószínűség-eloszlásnak szokás nevezni. Meg akarjuk mutatni ennek az eloszlásnak néhány, különösen nagy N -ek esetén megmutató tulajdonságát.

(21)-ből adódik, hogy

$$P_N(1) = \frac{Np}{1-p} P_N(0). \quad (24)$$

Ha a $p \sim 0$ esettől eltekintünk, feltehetjük, hogy $Np \gg 1$. Ebben az esetben

$$\frac{Np}{1-p} \gg 1$$

és ezért

$$P_N(1) \gg P_N(0).$$

Továbbá

$$P_N(2) = \frac{N-1}{2} \frac{p}{1-p} P_N(1).$$

N elég nagy értékeire

$$\frac{N-1}{2} \frac{p}{1-p} \gg 1;$$

innen következik, hogy

$$P_N(2) \gg P_N(1) \gg P_N(0).$$

Látható tehát, hogy a valószínűség kezdetben rohamosan növekszik növekvő k -val. Minthogy azonban a valószínűségek szükségképpen kisebbek 1-nél, arra következtethetünk, hogy a valószínűségek értéke $k=0, 1, 2, \dots$ esetén igen kicsi. Ha a sor másik végén kezdjük, azaz a $k=N, N-1, N-2, \dots$ stb. eset valószínűségét vizsgáljuk, úgy az adódik, hogy

$$P_N(N) = p^N, \quad P_N(N-1) = N p^{N-1} (1-p), \\ P_N(N-2) = \frac{N(N-1)}{2} p^{N-2} (1-p)^2 \dots, \quad (25)$$

ha felhasználjuk a könnyen igazolható

$$\binom{N}{k} = \binom{N}{N-k}$$

képletet. (25) alapján kapjuk, hogy

$$P_N(N-1) = N \cdot \frac{1-p}{p} \cdot P_N(N), \quad P_N(N-2) = \\ = \frac{1}{2} N \cdot \frac{1-p}{p} P_N(N-1),$$

tehát

$$P_N(N-2) \gg P_N(N-1) \gg P_N(N),$$

hacsak

$$\frac{1}{2} N \frac{1-p}{p} \gg 1$$

teljesül. Általában — ha p sem 0-hoz, sem 1-hez nem esik nagyon közel, a valószínűségek k kis értékeire gyorsan növekszenek és gyorsan csökkennek, ha k maximális értékéhez, N -hez közeledik. Feltehető tehát, hogy $P_N(k)$ maximális értékét valahol a $(0, N)$ intervallum belsejében veszi fel. A maximum helyének meghatározására írjuk fel (21a)-t még egyszer, de k helyére írjunk $k+1$ -et. Azt találjuk, hogy

$$P_N(k+1) = \frac{N(N-1)\dots(N-k)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots k+1} p^{k+1} (1-p)^{N-k-1} = \\ = \frac{p}{1-p} \cdot \frac{N-k}{k+1} \left(\frac{N(N-1)\dots(N-k+1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots k} p^k (1-p)^{N-k} \right).$$

Innen következik, hogy

$$P_N(k+1) = \frac{p}{1-p} \frac{N-k}{k+1} P_N(k).$$

Tehát

$$P_N(k+1) > P_N(k), \text{ ha } \frac{p}{1-p} \cdot \frac{N-k}{k+1} > 1; \quad (26a)$$

$$P_N(k+1) < P_N(k), \text{ ha } \frac{p}{1-p} \cdot \frac{N-k}{k+1} < 1. \quad (26b)$$

A (26a) képlet megadja azt a tartományt, amelyben $P_N(k)$ növekvő k -val növekszik, (26b) viszont azt a tartományt, amelyben $P_N(k)$ növekvő k -val csökken. A két tartomány határa az a k érték, amelyre

$$\frac{p}{1-p} \cdot \frac{N-k}{k+1} = 1, \quad (27)$$

azaz

$$k = p(N+1) - 1. \quad (28)$$

(28) jobb oldala nem szükségképpen egész szám, vagyis (27) megoldása adott N és p esetén nem okvetlenül egész szám. Az mindenesetre lényeges, hogy az átfordulás növekedésből csökkenésbe

$$k \sim pN - (1-p) \sim pN \quad (28a)$$

környékén következik be, tehát k legvalószínűbb értéke körülbelül

$$k_0 \sim pN.$$

(22) pontosabb vizsgálata azt mutatja, hogy a (22) eloszlásnak N nagy értékeire éles maximuma van. Ha tehát azt kérdezzük, hogy mi annak a valószínűsége, hogy N észlelés közül k -szor kapjuk az a eredményt, ahol k nem rögzített érték, csak annyit kötünk ki, hogy k_0 -tól ne különbözzék túlságosan, az adódik, hogy ennek valószínűsége igen nagy. Meg lehet mutatni például, hogy annak valószínűsége, hogy

$$\frac{|k_0 - k|}{N} < \frac{3}{\sqrt{N}}, \quad (29)$$

nagyobb, mint 99%. Vegyük például N -et 10 000-nek, úgy annak valószínűsége, hogy k 3%-nál többel különbözik k_0 -tól, 1%-nál kisebb.

*

A következőkben érdekes lesz a $p \sim 0$, $N \gg 1$ eset, amelyben

$$Np \sim \frac{Np}{1-p} = a$$

nem túl nagy szám. Hogy ezt az esetet tárgyalhassuk, (21a)-t új alakba írjuk. Ebből a célból felhasználjuk a

$$p^k (1-p)^{N-k} = \left(\frac{p}{1-p} \right)^k (1-p)^N$$

azonosságot és figyelembe vesszük, hogy

$$\begin{aligned} N(N-1)(N-2)\dots(N-k+1) \left(\frac{p}{1-p} \right)^k &= \\ = \left(\frac{Np}{1-p} \right)^k \cdot 1 \cdot \left(1 - \frac{1}{N} \right) \left(1 - \frac{2}{N} \right) \dots \left(1 - \frac{k-1}{N} \right) &= \\ = a^k \cdot 1 \cdot \left(1 - \frac{1}{N} \right) \left(1 - \frac{2}{N} \right) \dots \left(1 - \frac{k-1}{N} \right). \end{aligned}$$

Könnyen meg lehet mutatni, hogy

$$\left(1 - \frac{1}{N} \right) \left(1 - \frac{2}{N} \right) \dots \left(1 - \frac{k-1}{N} \right) \sim 1$$

hacsak

$$k^2/N \ll 1.$$

(21a) helyett tehát jó közelítésben írható, hogy

$$P_N(k) \approx \frac{a^k}{k!} (1-p)^N, \quad [k! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \dots k].$$

Kimutatható még, hogy

$$(1-p)^N \approx e^{-a},$$

feltéve, hogy (29), $N \gg 1$ és $N \gg a$ teljesül. Eredményeinket összefoglaljuk:

$$P_N(k) \approx \frac{a^k}{k!} e^{-a} = P(k) \quad (30)$$

itt

$$\left. \begin{aligned} a &= Np/(1-p) \approx Np, \\ N &\gg k^2 + 1, \quad p \sim 0. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

(30) az ún. Poisson-eloszlást adja. A Poisson-eloszlás sok szempontból igen hasonlít a Bernoulli-eloszláshoz. Ki lehet mutatni, hogy $P(k)$ -nak $k \sim a$ -nál maximuma van. Ha $a \gg 1$, ez a maximum éles és annak valószínűsége, hogy az $a - 3\sqrt{a} < k < a + 3\sqrt{a}$ intervallumon kívüleső k értéket kapjunk, igen kicsi. Osszuk el a fenti képletet a -val, így becslést kapunk k relatív eltérésére a -tól.

Azt találjuk, hogy

$$\frac{|a - k|}{a} < 3/\sqrt{a}$$

99%-nál nagyobb valószínűséggel.

IV.

Az ismertetett általános elméletet a radioaktív bomlás speciális esetére alkalmazzuk. Ez az alkalmazás csak akkor lehetséges, ha a bomlás természetéről fizikai feltevéseket teszünk. A tapasztalat alapján tett feltevésünk lényege úgy fogalmazható meg, hogy egy radioaktív preparátum nem »öregszik«. Azaz: egy tiszta urán-preparátum viselkedése csak az urán mennyiségétől függ, de előéletétől nem.

Feltesszük, hogy annak valószínűsége, hogy egy adott preparátum egy megadott időintervallumban nem bocsát ki egy részecskét sem, csak az időintervallum hosszának függvénye, a preparátum előéletétől független és — speciálisan független attól, hogy a vizsgált időszak előtt a preparátum mennyi ideig nem sugárzott. Jelöljük annak valószínűségét, hogy valamilyen N atomból álló, adott fajtájú preparátum (pl. urán) t idő alatt nem bocsát ki egyetlen a -részt sem:

$$\varphi(N, t)-$$

vel. Annak valószínűsége, hogy a t idő elmúltán újabb t' ideig nem sugároz,

$$\varphi(N, t').$$

Tehát annak a valószínűsége, hogy a preparátum 0 és t között nem sugároz, s azután még t -től $t + t'$ -ig sem sugároz, feltevéseink és (18) szerint:

$$\varphi(N, t) \varphi(N, t').$$

Ez a valószínűség azonban úgy is felfogható, mint annak valószínűsége, hogy a preparátum egy $t + t'$ hosszúságú periódus folyamán nem sugároz. Tehát érvényes az, hogy

$$\varphi(N, t + t') = \varphi(N, t) \varphi(N, t'). \quad (31)$$

Továbbá

$$\varphi(N, 0) = 1,$$

minthogy végtelen kis idő alatt nem várható sugárzás. Ezenkívül fel kell tennünk, hogy $\varphi(N, t) \rightarrow 0$, ha $t \rightarrow \infty$, vagyis annak valószínűsége, hogy a preparátum nagyon hosszú ideig nem sugároz, kicsi. E feltételeknek eleget tesz a (31) egyenlet következő folytonos megoldása:

$$\varphi(N, t) = e^{-\beta(N)t}, \quad \beta(N) > 0. \quad (32)$$

Második feltevésünk az, hogy egy preparátum egyes részei egymástól függetlenül sugároznak. Tekintsünk két preparátumot, az egyik tartalmazzon N_1 , a másik N_2 atomot. Annak valószínűségét, hogy az első, ill. második preparátum valamely t időtartam folyamán nem sugároz,

$$\varphi(N_1, t) \text{ ill. } \varphi(N_2, t)$$

adja. Ha a preparátumot egy $N_1 + N_2$ atomból álló nagyobb preparátumra egyesítjük, úgy annak valószínűsége, hogy ez az egyesített preparátum a t idő folyamán nem sugároz

$$\varphi(N_1 + N_2, t).$$

Minthogy a rész-preparátumok egymástól függetlenül sugároznak vagy nem sugároznak, fennáll, hogy

$$\varphi(N_1 + N_2, t) = \varphi(N_1, t) \varphi(N_2, t). \quad (33)$$

(32)-t (33)-ba helyettesítve látható, hogy (32) és (33) egyidejű fennállásából következik:

$$\beta(N_1 + N_2) = \beta(N_1) + \beta(N_2). \quad (34)$$

(34) egyetlen reguláris megoldása

$$\beta(N) = \gamma N.$$

Itt γ a preparátum összetételére jellemző állandó. Hogy $\beta > 0$ legyen, fel kell tennünk, hogy

$$\gamma > 0.$$

Összefoglalva, eredményünk:

$$\varphi(N, t) = e^{-\gamma N t} \quad (35)$$

(35) helyett azt is írhatjuk, hogy

$$\varphi(N, t) = [\bar{p}(t)]^N, \quad \bar{p}(t) = e^{-\gamma t}. \quad (36)$$

Hasonlítsuk össze (36)-ot (21) első képletével; könnyű belátni, hogy (36)-ot így értelmezhetjük: $\bar{p}(t) = e^{-\gamma t}$ annak valószínűsége, hogy egy tetszőszerinti kiválasztott atom t idő alatt nem bomlik el. $\varphi(N, t)$ eszerint annak valószínűsége, hogy N független atom közül t idő alatt egy sem bomlik el.

Annak valószínűsége, hogy egy tetszés szerinti atom t idő alatt elbomlik, eszerint:

$$p(t) = 1 - e^{-\gamma t}.$$

A III-ban mondtak szerint annak valószínűsége, hogy t idő alatt éppen k atom bomlik el:

$$P_N(k) = \binom{N}{k} (1 - e^{-\gamma t})^k e^{-(N-k)\gamma t}. \quad (37)$$

Ha még feltesszük, hogy valahányszor egy atom elbomlik, mindannyiszor egy a -rész emittálódik, úgy $P_N(k)$ felfogható, mint annak a valószínűsége, hogy egy, a 0 időpontban N atomból álló preparátum t idő alatt k -részt sugározott ki. Minthogy nyilván a gyakorlatilag előforduló feltételek mel-

lett N igen nagy, tudjuk, hogy $P_N(k)$ -nak egy nem túl kicsiny k érték mellett viszonylag éles maximuma van. (28a) és (36a) alapján adódik, hogy $P_N(k)$ ezt a maximumot a

$$k \sim k(t) = N(1 - e^{-\gamma t}) \quad (38)$$

helyen veszi fel. A III. szakaszban mondtak szerint megállapíthatjuk, hogy a preparátum a 0-t időtartam folyamán »majdnem biztosan« $k(t)$ részecskét sugároz ki. Eredményünk egyszerű alakot ölt, ha az elbomlott atomok $k(t)$ száma helyett a megmaradt atomok $N(t) = N - k(t)$ számát tekintjük. (38) helyett azt kapjuk, hogy

$$N(t) = N - k(t) = N e^{-\gamma t}. \quad (39)$$

A (39) képlet az I. szakasz (7) képletének felel meg. (7) és (39) között a különbség az, hogy (7) a részecskék *valóságos* számát adja, de egy homályosan definiált közelítésben, viszont (39) $N(t)$ legvalószínűbb értékét adja; az exakt (37) képlet alapján az is megállapítható, hogy normális körülmények között milyen eltérések várhatók (38)-tól. A $\Delta N(t)$ eltérések részletesebb vizsgálata — amibe itt nem kívánunk belebocsátkozni — azt mutatja, hogy a

$$\frac{\Delta N(t)}{N(t)} \sim \sqrt{\frac{1}{N(t)} + \frac{1}{k(t)}}$$

eltérések valószínűek, de lényegesen nagyobb eltérések valószínűsége igen kicsiny.

*

Végezetül megemlíthetjük, hogy a

$$\gamma t \sim \frac{1}{N}$$

összefüggésnek eleget tevő rövid időkre (37) Poisson-eloszlással közelíthető, ebben az esetben

$$P_N(k) \approx \frac{(N \gamma t)^k}{k!} e^{-N \gamma t}$$

k legvalószínűbb értéke egyszerűen

$$k_0 \sim k(t) = N \gamma t$$

s a szórás $\sqrt{k_0}$ nagyságrendű. Az utóbbi közelítés nyilván annak az esetnek felel meg, amelyben a mérési idő folyamán még elhanyagolható a preparátum csökkenése a bomlások folytán.

Jánossy Lajos

Központi Fizikai Kutató Intézet

A modern spektrofotometria elméleti alapjai

Az analitikai kémia és a szerkezetkutatás fizikai módszerei között a spektrofotometria az, amelyik az utolsó évtizedben rendkívül nagymértékben, ugrásszerűen fejlődött. A kémiai elemzés meggyorsítása és pontosságának növelése, kémiai reakciók természetének és lefolyásának alaposabb vizsgálatánál felmerülő koncentrációmeghatározások, valamint az abszorpciós spektroszkópiának a szerkezetkutatásban való kiterjedt alkalmazása nemcsak a rendelkezésre álló készülékeket fejlesztette igen nagy mértékben, hanem új mérőmódszerek kidolgozását is elősegítette. A spektrofotometria eme új mérőmódszerei közé sorolhatjuk a transzmisszióviszony mérésén alapuló koncentrációmeghatározást. A módszer *relatív elnyelés-mérés*, ill. *differenciál-fotometria* néven is ismeretes és a látható színekterületen kívül már az ultraióbolya, sőt az infravörös színekterületen is rendkívül gyorsan alkalmazást talált.

A relatív fényelnyelés mérésének módszeréről már 1937-ben említést tesz Kortüm (1), aki szerint a módszerrel 0,1% koncentrációkülbségek határozhatók meg. Ugyancsak megemlíti a módszert Ringbom (2), majd Schleicher (3) is, a koloriméteres mérések hibájának, ill. teljesítőképességének tárgyalása során. A relatív fényelnyelés-mérés módszerének elméleti alapjait 1949–51. években dolgozzák ki (4, 5, 6, 7, 8) és ugyancsak ekkor indul meg a módszer gyakorlati hasznosítása, egyidejűen mindhárom spektrumterületen (9, 10, 11). Kidolgozzák a többkomponensű rendszerek differenciálfotométeres mérésének elvi alapjait is (12), s a módszert ultraióbolyában és infravörösben is alkalmazzák (13, 14, 15). A relatív fényelnyelés-mérés elméletének és technikájának kifejlesztése sok egyéb problémát is felvetett és ezeknek — mint például a véges résszélesség okozta hibának — a megoldása ugyancsak jelentős fejlődést eredményezett a modern spektrofotométeres technikában.

E cikk a relatív fényelnyelés-mérés módszerének elméleti alapjait foglalja össze, de egyúttal kitér a modern spektrofotometriában legújabban felmerült problémák megoldási lehetőségeire is.

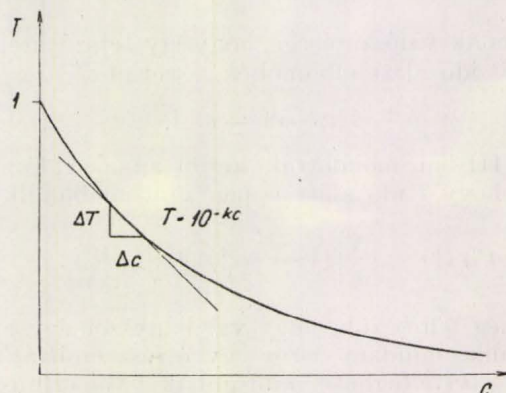
A relatív fényelnyelés-mérés célja a fényelnyelésnek és ezen keresztül a koncentrációnak minél nagyobb pontossággal történő megállapítása. A mérés kivitele egyszerű és könnyen megérthető. Amíg a szokásos — és az új módszerrel szemben abszolút mérési eljárásnak is nevezett — mérőmódszernél az *oldószer* fényáteresztőképességét vesszük 100%-nak (1-nek) és készülékünkön ennek segítségével állítjuk be a 100% fényátbocsátást, majd ehhez képest mérjük vizsgálandó oldatunk fényelnyelését, addig a relatív fényelnyelés-mérés módszerénél egy *ismert koncentrációjú oldatot* használunk a 100% beállítá-

sára, majd egy, az előbbi összehasonlító oldatnál töményebb oldat fényátbocsátását mérjük.

A differenciál-fotometria alapelveinek tárgyalása, az általa elérhető pontosságnövekedés és a módszer gyakorlati kivitelezésének megismerése szempontjából célszerű előbb tisztázni a szokásos, abszolút fotométeres mérés pontosságát. Az alábbi tárgyalásnál csak olyan készülékek használatára szorítkozom, amelyeknél az indikációs hiba független a jel, vagyis a fényintenzitás nagyságától (fotocella, szelencella, termooszlop).

Vizuális fotométerekre az alábbi megfontolás segítségével kapott képlet nem alkalmazható, mert ezeknél az érzékelési hiba nem független az intenzitás nagyságától. A vizuális fotométerek optimális leolvasására nézve lásd Kortüm: Kolorimetrie und Spektrofotometrie, 88 l.

Abszorpcióméteres méréssel történő koncentrációmeghatározás hibájának megállapításánál tekintetbe kell vennünk, hogy a fényátbocsátás-, vagyis transzmisszió-mérés hibája készülékünkön abszolút értékben állandó. Készülékünk akár fényelemmel, akár fotocellával működnek, egy bizonyos, adott fényintenzításra érzékenyek; adott fényintenzitás-különbség ad a készüléken észlelhető galvanométer-kitérést, vagy észlelhető hídegyensúly-eltolódást. Az extinkció mérésének relatív hibája azonban — és a Lambert–Beer-törvény érvényessége esetén a koncentrációé is — a mért transzmisszió értékével változik. Könnyen belátható lesz ez, ha a fényátbocsátást a koncentráció függvényében ábrázoljuk (1. ábra) (16).



1. ábra

Az összefüggés exponenciális görbe, mely kezdetben a legmeredekebb szöggel esik, majd aszimptotikusan megközelíti a koncentráció-tengelyt. Adott transzmisszió-különbségnek a görbe kezdeti szakaszán felel meg a legkisebb koncentráció-differencia, itt a legnagyobb a görbe hajlásszöge. Első pillanatban azt hihetnénk, hogy a koncentrációmeghatározás ezen a területen lesz a legpontosabb, vagyis a transzmisszióskála (mely 0-tól 1-ig terjed) egységnyi végénél. A relatív

koncentrációhiba azonban itt igen nagy, mivel a mért koncentráció, tehát a tört nevezője, nagyon kicsi. A skála másik végénél a görbe erősen ellapul; adott és a készüléken még érzékelhető transzmisszió-különbségnek igen nagy koncentrációváltozás felel meg, tehát dc/c értéke újra megnő. A transzmisszióskálán kell tehát egy olyan közbülső szakasznak lennie, mely területen a mérés hibája a legkisebb, a meghatározás a legpontosabb.

A hibát olyan rendszereknel, amelyek követik az abszorpciós törvényt, tehát olyan oldatok esetében, melyeknél a szóbanforgó koncentráció-területen az extinkció-koncentráció összefüggés lineáris (és ezt a linearitást nem teszi tönkre a törvény által megkívánt monokromaticitás elégtelen volta), a következőképpen formulázhatjuk meg:

A Lambert—Beer-törvény értelmében:

$$E = -\log T = abc, \text{ ahol } T = I/I_0 \quad (1)$$

Differenciálva: $dE = 0,4343 dT/T = ab dc$
 E -vel, ill. abc -vel osztva:

$$\frac{dE}{E} = \frac{-0,4343}{T \cdot E} dT = \frac{dc}{c} \quad (2)$$

Ha az infinitézimálisok helyébe véges értékeket helyettesítünk, a relatív hiba:

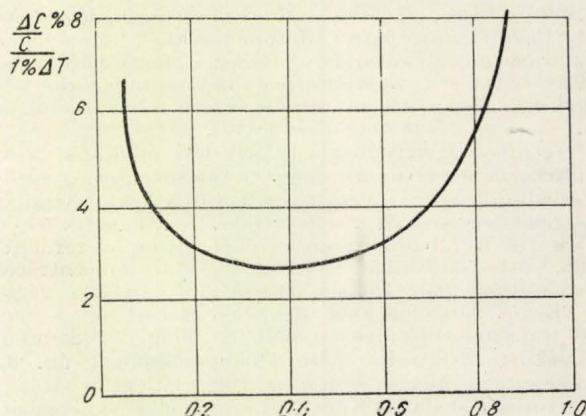
$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{-0,4343}{T \cdot E} \Delta T \quad (3)$$

Az egyenlet jobboldalán szereplő ΔT az a minimális transzmisszióhiba, amelyet a készülék indikálni képes; értékét az a mérési bizonytalanság szabja meg, melyet egy oldatnak többször egymás után való mérésénél észlelünk. A mérési eljárásnak magában kell foglalnia a küveták kiürítését, töltését és újra-elhelyezését is. ΔT értékül a kapott átlagos eltérés kétszeresét vehetjük. E mérési hiba jó fotoelektromos készülékeknel a T -skála hosszában kifejezve 0,002, vagyis 0,2% T ; szériavizsgálatra gyártott, kisebb pontosságú, fényelemes műszereknél 0,05—0,005 értékű, vagyis 5,0 és 0,5% T között mozog.

Mivel ΔT értéke adott készüléknél állandó, a relatív koncentrációhibát a $0,4343/TE$ tört értéke szabja meg. E tört értékeit a 2. ábrán tüntettük fel a mért transzmisszió függvényében. A görbe ordinátái tehát a relatív hiba értékét adják abban az esetben, ha ΔT , a transzmisszióskála bizonytalansága 1%.

A 2. ábrán látható görbe azt mutatja, hogy szélsőséges fényátbocsátású oldatok koncentrációjának meghatározása igen nagy hibával jár. A transzmisszióskála 0,1—0,8 közötti szakaszán a mérés hibája elég kicsi. A minimális hibának megfelelő helyet szélsőértékszámítás segítségével kapjuk. ΔT -t a differenciálás során állandónak tekintjük.

$$d \left(\frac{0,4343 \Delta T}{T \log T} \right) = \frac{-0,4343 \Delta T (0,4343 + \log T)}{(T \log T)^2} = 0$$



2. ábra

Az egyenlet megoldásával kapjuk, hogy

$$-\log T = E = 0,4343, \\ \text{vagyis } T = 0,368 = 36,8\%.$$

Abszolút módszer használatakor tehát a koncentrációt akkor határozhatjuk meg a legnagyobb pontossággal, ha oldatunk fényátbocsátása 36,8%, s ekkor a mérés relatív hibája 1% skálabizonytalanság esetén 2,72%.

Közvetlen, oldószershez viszonyított elnyelés-mérés esetén ezért célszerű, ha a meghatározandó komponensről nemcsak az elnyelési maximumban készítünk kalibrációs grafikont, hanem az elnyelési együtthatót több hullámhossznál is meghatározzuk. Egyrészt így egy adott, ismeretlen töménységű oldat mérésekor mindig annál a hullámhossznál mérhetünk, amelynél az oldat extinkciója az optimális tartományba esik, s ezáltal az esetleges hígítási hibát kiküszöbölhetjük és a mérés pontosságát is a lehetséges maximális értéken tartjuk, másrészt két hullámhossznál mutatkozó elnyelési együttható viszonyának állandóságából vagy megváltozásából idegen komponens, szennyezés távollétét, ill. jelenlétét állapíthatjuk meg.

Meg kell jegyezni, hogy az abszolút fotometria fent tárgyalt hibafüggvénye nem teljesen pontos, amennyiben nem foglalja magában a galvanométer zéruspont-beállításának (sötétáram) és a transzmisszióskála egységnyi végének, vagyis a 100% beállításának a hibáját. A hibafüggvénynek a fentiek figyelembevételével módosított alakjait Cole (17), majd később, sokkal alaposabban Gridgeman (18) tárgyalja. Megfontolásaik részletes ismertetése elhagyható már csak azért is, mert az így kapott hibagörbék nem térnek el lényegesen a hibagörbe fenti alakjától. Az elméletileg levezethető hibafüggvény például abban az esetben, ha mindhárom beállításnál (sötétáram, 100% és átbecsátásmérés) egyenlő nagyságrendű hibát tételezünk fel, csak annyiban tér el a 2. ábrán látható görbétől, hogy a hiba a skála egész hosszában kissé megnő, a minimumnál 2,72%-ról 3,36%-ra és a minimális hiba nem 36,8% T -nél, hanem 38,8% T -nél jelentkezik. Egyszerűbb azonban és ezen-

kívül sokkal kielégítőbb is a hibaeloszlást adott készülékünk segítségével felvenni, mint spekulatív úton megközelíteni. Rámutat erre *Gridgeman* cikkében közölt és a Beckman spektrofotométer hibájának a transzmisszióskála menti eloszlását ábrázoló görbe is, mely az elméletileg levezethető hatféle hibagörbe egyikével sem hozható teljes fedésbe! Mindenesetre leszögezhető, hogy egyfénnyutú spektrofotométereknél, amelyeknél egy transzmisszió-adat felvételéhez a fenti három beállítás szükséges, a kísérletileg kapott hibagörbe alig tér el a 2. ábrán feltüntetett, egyszerű hibagörbétől, az ún. *Twyman-Lothian*-görbétől (19).

A hibafüggvény bármely kezelési módjánál megmutatkozik azonban az, hogy a pontosság elég széles intervallumban megfelelő és a 0,1–0,8 közötti transzmisszióleolvasásoknál a relatív hiba nem haladja lényegesen túl a hibaminimum értékét. Ezen a területen 0,2% átbocsátáshibát feltételezve, a koncentráció-meghatározás 0,5–1,0% pontossággal hajtható végre.

Egyes készülékeknél dekádleosztással igyekeznek kis transzmisszióleolvasásoknál a hibát csökkenteni. A Beckman-spektrofotométer főkapcsolójának ún. 0,1 érzékenységi állása esetén a 10% fényátbocsátás a transzmisszióskála 100%-ot feltüntető helyénél olvasható le, tehát a leosztás tízszeres skálanyújtásnak lehetne felfogható. Az ily módon tízszeresre vehető pontosságnövekedés azonban csak akkor lenne realizálható, ha a tényleges skálahosszban kifejezett leolvasási hiba nem növekedne meg. Ebben az esetben ugyanis a hibafüggvény 0,10 T alatti értékei tizedrésztűkre csökkenének. Mivel azonban az elektromos rendszer elégtelen érzékenysége következtében az indikálási hiba a főkapcsoló 0,1 állásánál megkétszereződik, a leosztás használatával nem érhető el a várt pontosságnövekedés, hanem a normál hibafüggvény 0,10 alatti transzmisszióleolvasásoknál csak mintegy ötödrésztűre csökken. Az indikálási hiba csökkentésének területén a jövőben esetleg nagy fejlődés várható a készüléktervezés megjavításával.

Olyan rendszerek mérésénél, amelyek nem követik az abszorpciós törvényt, a fenti hibafüggvény és az optimális pontosságú skálaszakasz némiképpen módosul. Az alábbiak során rámutatunk majd a jelenségek okaira és a hibafüggvényt ilyen esetekre nézve is levezetjük.

A fenti megfontolásokból az derül ki, hogy fotométeres méréseink pontosságát az abszolút mérőmódszer alkalmazásánál nem növelhetjük egy bizonyos határon túl; *méréseink pontosságának határt szab készülékünk érzékenysége.* Ezt pedig csak igen nagy nehézségek árán tudnánk fokozni. ΔT további csökkentése a túlzott skálaméret és az elektromos rendszer instabilitása miatt nem áll módunkban.

Transzmisszióviszony mérésének pontossága

Vegyük szemügyre a koncentráció mérésének egy olyan módszerét, amikor a transzmisszióskála egységének, a teljes átbocsátásnak (100%) beállítását nem oldószerekkel, hanem ismert c_1 koncentrációjú oldattal végezzük el és ehhez képest mérjük egy c_2 koncentrációjú — és rendszerint valamivel töményebb — oldat fényátbocsátását. Ekkor

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{I_1}{I_0} = 10^{-abc_1} \\ T_2 &= \frac{I_2}{I_0} = 10^{-abc_2} \\ T_r &= \frac{I_2}{I_1} = 10^{-ab(c_2 - c_1)} \end{aligned} \quad (4)$$

A leolvasott transzmissziót a két oldat koncentrációjának a különbsége fogja megszabni, az extinkció pedig egyenes arányos ($c_2 - c_1$)-gyel. Jóllehet a készülékkel most is ugyanakkora dE , tehát azonos dc különbséget tudunk érzékelni, mint az abszolút eljárásnál, *a mérés relatív hibája azonban a koncentráció megnövekedése miatt jóval kisebb lesz.* Ennek megvilágítására tegyük fel például, hogy egy fényelnyelő anyag koncentrációját az abszolút módszerrel 0,2 g/l koncentráció környezetében 0,002 g/l pontossággal tudjuk megállapítani. Ha összehasonlító oldatként 1,8 g/l koncentrációjú oldatot választunk és ehhez mérjük egy 2,0 g/l koncentrációjú oldatnak a fényelnyelését, a mérés kivitelezésének pontossága pedig nem változik, akkor a koncentrációmérés relatív hibája most nem 1%, hanem csak 0,1% lesz.

A relatív elnyelés-mérés hibájának megformulázásánál, eltérést nem mutató rendszerek esetében a következőképpen járhatunk el. A (4) egyenletbe vezessük be a koncentrációviszonyt, α -t:

$$\alpha = \frac{c_2}{c_1} \quad (5)$$

fejazzuk ki $c_2 - c_1$ -et α -val:

$$c_2 - c_1 = c_1 (\alpha - 1)$$

Ekkor az (4) egyenlet alakja:

$$T_r = \frac{I_2}{I_1} = 10^{-abc_1(\alpha - 1)}$$

innen:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{abc_1} \log \frac{I_2}{I_1} \quad (6)$$

Az (5) egyenletből

$$\begin{aligned} da &= \frac{1}{c_1} dc_2 \\ \frac{da}{a} &= \frac{dc_2}{c_2} \end{aligned}$$

vagyis látjuk, hogy a koncentrációviszony hibája megegyezik az összkoncentráció relatív hibájával. A (6) egyenletből differenciálással kapjuk:

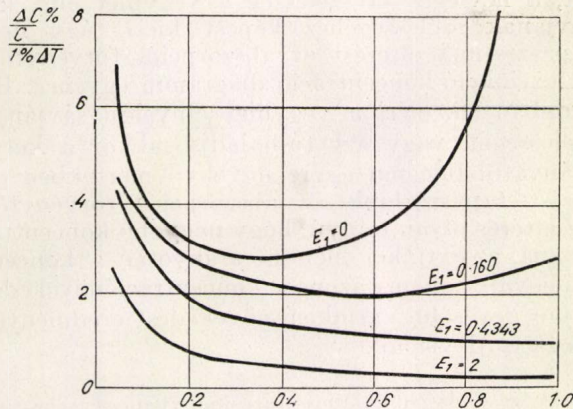
$$da = \frac{-0.4343}{abc_1} \cdot \frac{dT_r}{T_r}$$

és a relatív hiba:

$$\frac{da}{a} = \frac{dc_2}{c_2} = \frac{-0.4343}{T_r(E_r + E_1)} dT_r \quad (7)$$

Látjuk, hogy a transzmisszióviszony mérésének relatív hibája szintén függvénye a készüléken leolvasott skálaosztásnak; függ T_r értékétől. dT_r értéke megegyezik az abszolút eljárás indikálási hibájával. A képletben azonban az összehasonlítóknak használt, ismert koncentrációjú oldat

extinkciója is szerepel, mégpedig a tört nevezőjében. Ebből már kvalitatíve is arra következtethetünk, hogy minél töményebb oldatot használunk a teljes transzmisszióskála beállítására, mérésünk hibája annál kisebb lesz. Nézzük meg azonban, hogy most milyen skálaleolvasásnál lesz a relatív hiba minimális? Evégett a 3. ábrában feltüntetettük a (7) képletben szereplő $0,4343/T_r (E_r + E_1)$ tört értékeit, különböző extinkciójú összehasonlító oldat használata esetén.



3. ábra

Az ábrán feltüntetett görbéből látható, hogy az összehasonlító oldat extinkciójának növekedésével a skála egységnyi végéhez közeledő területen a hiba rohamosan csökken. A skála egységnyi végénél 0,160 extinkciójú összehasonlító oldat használata esetén a hiba már az abszolút módszer minimális hibájának értéke alá csökken és 0,4343 extinkciónál töményebb oldatok használatánál a minimális hiba mindig 100%-nak megfelelő skálaosztásnál jelentkezik. Az abszolút módszerrel szemben tehát relatív elnyelésmérésnél akkor követünk el minimális hibát, ha $T_r = 100\%$, vagyis a mérendő oldat fényáteresztése éppen megegyezik az összehasonlító oldat fényátbocsátóképeségével ($E_1 > 0,4343$ esetén!).

A Beckman-spektrofotométerrel elérhető hibákat tünteti fel az I. táblázat. Az első oszlop-

I. táblázat

Extinkció leolvasás	$\frac{\Delta E}{E}$ 0,2% OT esetén	$\frac{\Delta E}{E \cdot 1000}$	$\frac{\Delta E}{E \cdot 1000}$			
			$E_1 = 0,434$	$E_1 = 1,0$	$E_1 = 2,0$	$E_1 = 4,0$
0,00	0,0009	∞	2,00	0,87	0,44	0,22
0,10	0,0011	10,9	2,04	0,99	0,52	0,27
0,20	0,0014	6,9	2,2	1,15	0,63	0,33
0,30	0,0017	5,8	2,4	1,33	0,75	0,40
0,40	0,0022	5,6	2,6	1,5	0,83	0,48
0,434	0,0024	5,4	2,7	1,6	0,97	0,53
0,50	0,0028	5,5	2,9	1,8	1,1	0,61
0,60	0,0035	5,8	3,3	2,2	1,3	0,75
0,70	0,0044	6,2	3,8	2,6	1,6	0,93
0,80	0,0055	6,9	4,5	3,0	2,0	1,1
0,90	0,007	7,7	5,2	3,6	2,4	1,4
1,00	0,009	8,7	6,1	4,3	2,9	1,7
2,00	0,037	44,0	36,0	29,0	22,0	15,0

ban a készüléken leolvasott extinkciók szerepelnek, a második oszlop pedig azon extinkcióhibákat tünteti fel, melyek a transzmisszióskála 0,2%-os leolvasási hibájának felelnek meg. Látható, hogy az extinkcióleolvasás hibája a skála

mentén egyre nő. Teljesen érthető ez, ha visszaidezzük az extinkcióskálának a transzmisszióskálához való viszonyát; a logaritmusos lépték miatt az előbbi skála a nagyobb értékeknél egyre jobban összeszorul. A harmadik oszlop tartalmazza a relatív hibát abszolút elnyelésmérés alkalmazása esetén. Az utolsó négy oszlop a relatív hiba értékeit tünteti fel azokra az esetekre, amikor az összehasonlító oldat extinkciója rendre 0,4343, 1,0; 2,0 és 4,0. A hiba 1,0 extinkciójú oldat használata esetén hatodára, 2,0-nél tizenkettőre és 4,0 extinkciójú oldat alkalmazásánál huszonötödre csökken.

A differenciálmódszer alkalmazásával elérhető pontosságnövekedés a (7) hibafüggvény segítségével meg is becsülhető, ha ismerjük az összehasonlító oldat extinkcióját. Ha mérendő oldatunk fényelnyelése megegyezik összehasonlító oldatunkéval, vagyis $T_1 = T_2$ esetében, a differenciálmódszer hibája a (7) egyenlet értelmében $0,4343 \Delta T/E_1$, mivel $T_r = 1$ és $E_r = 0$. Összehasonlító oldatunk mérésével tehát a hiba értéke, s ezáltal az abszolút módszerrel szemben elért pontosságnövekedés kiszámítható. A pontosságnövekedést az $E_1 \cdot 2,72/0,4343$ képlet adja meg. Túlnagy extinkciók közvetlen mérése azonban nehézségekbe ütközik. Lehetséges azonban a hibabecslés szempontjából elegendő pontossággal tájékozódni az összehasonlító oldatunk fényelnyelése felől a résnyitások alapján. Ha monokromátorunk be- és kilépő résszélessége egyenlő, akkor a monokromátoron különböző résnyitások mellett áthaladó fényintenzitások viszonya a résnyitással a következő kapcsolatban van:

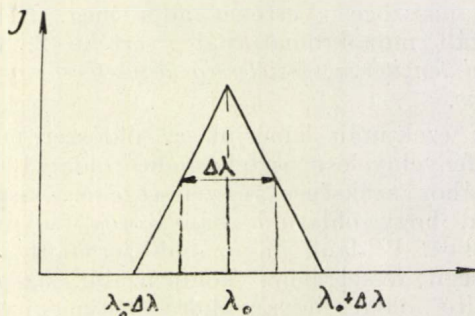
$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^r \quad (8)$$

r értékét a következő módon lehet kísérletileg meghatározni (7): egy elég tömény oldatot helyezünk a fény útjába, majd a rések nyitásával a készüléket 100% fényátbocsátásra állítjuk be. Ezután a rések szűkítésével leolvassuk a transzmisszióskála azon értékeit, melyek az egyensúly visszaállításához szükségesek. Ha a leolvasott transzmisszióértékeket a résnyitással szemben log-log grafikonban tüntetjük fel, a kapott egyenes hajlásszöge r értékét adja meg. Helyesen fókuszált monokromátornál r értéke 2, vagyis a fényintenzitás a résszélesség négyzetével egyenesen arányos.

Ha ezek után lemérjük az oldószert, majd a nagy fényelnyelésű összehasonlító oldat 100%-ra állításához szükséges résszélességeket, kiszámíthatjuk, hogy oldatunk hány-szoros fénygyengítést okoz. Például, ha az oldószert 0,01 mm-es szélességű réssel lehet kompenzálni, az összehasonlító oldat ugyanekkora fény mennyiséget pedig csak 1,0 mm-es résnyitással szolgáltat, akkor — mivel a rések átmenő fényintenzitások viszonya $1:100^2$ — az összehasonlító oldat extinkciója éppen 4.

A transzmisszióviszony mérésének módszerével tehát annál nagyobb pontosságot lehet elérni, minél nagyobb az összehasonlító oldat fényelnyelése és az elérhető pontosságot látszólag csak a készülék azon képessége korlátozza, amellyel a nagy fényelnyelésű oldat 100% skálaosztásra állítható. Nagy fényelnyelésű oldatnak a transzmisszióskála 100% osztására való állításához elvileg a következő lehetőségek állnak rendelkezésünkre: 1. diafragma nyitása, 2. a fényforrás intenzitásának növelése, 3. a készülék elektromos érzékenységének fokozása, vagy 4. a monokromátor réseinek nyitása. Mivel készülékeinknél az első két lehetőség legtöbbször elesik, az elektromos érzékenység pedig a pontos indikálhatóság — vagyis minél kisebb ΔT — érdekében már maximálisan felfokozott és csak kis tartományban változtatható, kénytelenek vagyunk a nagyobb fényerőt a felbontás rovására, a résék nyitásával elérni. Jó felbontású spektrofotométernél bátran megtehetjük ezt akkor, ha széles elnyelési sávval bíró vegyület mérése a feladatunk. Keskeny elnyelési sávval bíró vegyület esetén, amikor az elnyelési együttható hirtelen változik a hullámhosszal, azonban hamar olyan résszélességeket érünk el, melyeknél eltérést, deviációt tapasztalunk az abszorpciós törvénytől.

Hogyan érinti méréseink pontosságát a Lambert—Beer-törvénytől mutakozó eltérés? Legelsősorban is tisztában kell lennünk a véges rés okozta deviáció természetével. Koncentrációméréseinket általában a mérendő vegyület elnyelési maximumának hullámhosszánál, vagy legalább is ennek közelében szoktuk elvégezni. A méréshez szükséges fényenergia előteremtése végett spektrofotométereinket — még néha az abszolút mérőmódszer alkalmazásánál sem — tudjuk maximális felbontóképeségén, vagyis minimális résszélességgel működtetni. A rés szélességétől és prizmas felbontórendszer esetén, a készülék diszperziójától függően, a monokromátoron változó hullámhosszintervallumú spektrumtartomány halad át. Az átmenő hullámsáv intenzitáseloszlása abban az esetben, ha a monokromátor be- és kilépő résének szélességét azonosnak tartjuk, egyenlőoldalú háromszöggel ábrázolható (20), (4. ábra).



4. ábra

$\Delta\lambda$ -t átmenő félsávszélességnek, vagy névleges sávszélességnek nevezzük. Ez azon két

hullámhossz különbsége, mely hullámhosszaknál mutakozó intenzitás fele a maximális intenzitásnak. Ha a rés szélességét kétszeresére növeljük, a készüléken áthaladó hullámhosszintervallum is kétszeresére nő, de egyúttal (kis résnyitások esetén) a háromszög magassága is megkétszereződik. Ez a magyarázata az intenzitásrésszélesség négyzetes összefüggésének.

Ha λ_0 , a készüléken beállított hullámhossz megegyezik a vegyület elnyelési maximumával és $\Delta\lambda$, a névleges sávszélesség a vegyület elnyelési sávjának szélességéhez képest kicsi, úgy nem tapasztalunk eltérést az abszorpciós törvénytől; az extinkció-koncentráció diagramm egyenes. Ha azonban $\Delta\lambda$ eléri a vegyület elnyelési sávjának szélességét vagy azt túlhaladja, akkor a kettő arányától függően egyre növekvő mértékben eltérést tapasztalunk az abszorpciós törvénytől. Az eltérés olyan irányú, hogy nagyobb koncentrációknál az extinkció nem nő arányosan a koncentrációval, hanem azonos koncentrációnövekedés egyre kevesebb extinkció-növekedést eredményez (negatív deviáció).

Véges, $\Delta\lambda$ hullámhossztartományban végrehajtott elnyelésmérésnél ugyanis a spektrofotométerrel mérhető extinkciót a következő kifejezés adja:

$$E = -\log \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (E)_\lambda (M)_\lambda (S)_\lambda (t_1)_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (E)_\lambda (M)_\lambda (S)_\lambda (t_0)_\lambda d\lambda},$$

ahol E , M és S a fényforrás intenzitása, a monokromátor fényátbocsátása és az észlelőberendezés érzékenysége a sáv egy infinitézimális hullámhossztartományában. Ugyanitt az oldat, ill. az oldószer fényátbocsátását a t_1 , ill. t_0 kifejezés jelöli. Hasonló kifejezés írható fel relatív elnyérés-mérés esetén is, ekkor a képletben t_2 , ill. t_1 szerepel.

Ha tényleges méréseinknél a $\Delta\lambda$ intervallumot csaknem nullára tudnánk csökkenteni, akkor a sugárzás csaknem monokromatikus lenne és az extinkciót, vagy extinkciókülönbséget a $-\log t_1/t_0$, ill. $-\log t_2/t_1$ kifejezés adná meg.

Másrészről, ha az integrálban szereplő kifejezéseket helyesen kiértékeljük, a mért extinkciót két részre tudjuk bontani: egy igazi értékre — melyet tehát monokromatikus sugárzás használata esetén mérhetnénk — és egy deviációs kifejezésre.

A probléma megoldásával számos szerző foglalkozott. Az integrálban szereplő kifejezéseket valamenynyien közelítő függvényekkel helyettesítették. Eberhardt (21) a monokromátor által áteresztett sáv háromszög alakját (4. ábra) használja, de a prizma diszperziója miatt korrigált formában. Az $(E)_\lambda$, $(S)_\lambda$, $(t_0)_\lambda$ kifejezést, mivel ennek értéke a hullámhosszával lassan változik, lineáris függvénnyel helyettesíti, míg az oldat áteresztését olyan exponenciális függvénnyel pótolja, melynél az elnyelési együtthatónak a hullámhosszal bekövetkező változását másodfokú kifejezéssel közelíti meg. Eberhardt formulája lehetővé teszi az extinkciók kiszámítását, a résszélességek függvényében, s ezáltal — zérus szélességű résnyitásra extrapolálva — a valódi extinkció kiszámítását. Más szerzők képletei a vegyület elnyelési sávjának algebrai kifejezésében térnek el ettől. Phillips, Thain, és Smith (22) a spektroszkópiában elfogadott

Gauss-féle haranggörbét alkalmazza és az elnyelési együtthatót ők az

$$a = a_{\max} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{l} \right)^2}$$

képlettel fejezik ki, melyben l az elnyelési sáv inflexió pontjai ($a = 0,6064 a_{\max}$) közötti távolság fele. Robinson (23) viszont az

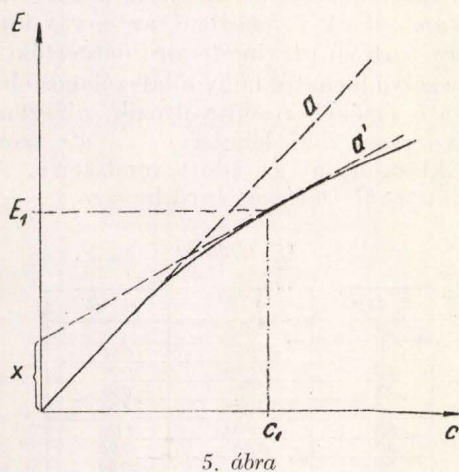
$$a = \frac{A}{1 + \nu^2}$$

kifejezést használja a vegyület elnyelési sávjának alakjára, ahol A az önkényesen megválasztott sáv szélesség és ν a hullámszám.

Hardy és Young (24) az integrálokat Fourier-transzformációval és Taylor-sorbafejtéssel alakította át. Megoldásuk teljesen általános, de matematikailag nagyon bonyolult.

Olyan oldatok koncentrációmeghatározásánál, melyek véges rés okozta deviációt mutatnak, a deviáció hatását egyszerűen számba vehetjük; a mérések során állandó résszélességet használunk és az extinkció-koncentráció diagrammot — az ún. kalibrációs görbét — konstans résszélesség használatával felvesszük. A továbbiak során kötelezően az adott résszélességgel végezzük el méréseinket. Az abszorpciós spektrofotometriának szerkesztéskutatásnál való alkalmazása esetén, mikor adott vegyület adott töménységű oldatának, adott hullámhossznál mutatkozó tényleges fényelnyelését kell mérnünk, csak a fent tárgyalt matematikai approximációk használhatók. Azonban egyszerű koncentrációmérésnél is figyelembe kell vennünk a véges rés okozta deviációnak a mérés pontosságára gyakorolt hatását.

Tegyük fel, hogy a véges rés okozta deviáció az 5. ábrán látható módon következik be. A mért



extinkció és a koncentráció közti összefüggés kis koncentrációknál lineáris, az összefüggést ezen a szakaszon egyenes ábrázolja, az $a = \Delta E / \Delta c$ elnyelési együtthatónak megfelelő hajlásszöggel. Az a elnyelési együttható értéke egy bizonyos koncentrációig állandó. Magasabb koncentrációnál azonban a görbe jelentős mértékben eltér a lineáris összefüggéstől. Az összefüggést a kon-

centrációtengely felé hajló görbe ábrázolja. Egy bizonyos c_1 koncentrációnál az extinkció E_1 . E pontban a görbe érintője egy látszólagos elnyelési együtthatónak, a' -nek felel meg. Ezt az elnyelési együtthatót nyilván csak nagyon kis koncentráció-intervallumban használhatjuk c_1 kis környezetében. A tárgyalásnál az oldat rétegvastagságát egységnyinek vesszük.

Látható, hogy a koncentráció növekedtével a látszólagos elnyelési együttható egyre csökken. Ez pedig azt jelenti, hogy adott extinkciókülönbségnek egyre nagyobb koncentrációváltozás felel meg. A deviáció következtében tehát a mérés relatív hibája tetemesen megnőhet.

Az ilyen eltérést mutató rendszerek hibafüggvénye az abszolút elnyelésmérés módszerénél:

$$\frac{dc}{c} = \frac{-0.4343}{T \cdot E} \cdot \frac{dT}{a'}$$

A képlet az eltérést nem mutató rendszerek hibafüggvényétől csak az \bar{a}/a' kifejezésben tér el. \bar{a} az átlagos elnyelési együttható, az átlag hajlásszög, vagyis egy integrációs érték a kalibrációs görbének egy bizonyos, a nullától a szóbanforgó koncentrációig terjedő intervallumában. Kezdetben a' értéke megközelíti az átlagos elnyelési együttható értékét, de a koncentráció növekedésével értéke erősebben csökken, mint \bar{a} , tehát a módosító \bar{a}/a' tört értéke egynél nagyobb lesz.

A szokásos, oldószerezrel szemben történő elnyelésmérésnél jó felbontású fotoelektromos spektrofotométer használatával általában ritka a deviáció. Színszűrős fotométerek átmenő sávja kb. egy nagyságrenddel nagyobb, mint a spektrofotométereké. Érthető, hogy színszűrős fotométereknél sokkal inkább számíthatunk deviáció fellépésével.

A differenciál-fotometria hibafüggvénye eltérést mutató rendszerek mérésénél

A relatív elnyelésmérés módszere egy E_1 extinkciójú oldatot használ a 100% fényátbocsátás beállítására és egy E_2 extinkciójú oldatot mér. Az előző tárgyalás során láttuk, hogy helyes kivitelezésnél, a minél nagyobb pontosság elérése érdekében $a = c_2/c_1$ alig valamivel nagyobb, mint egy; tehát a két extinkció igen közel esik egymáshoz. E_1 -et eltérést mutató rendszerrel az 5. ábra alapján két részből tehetjük össze: az egyik az $a' \cdot c_1$ szorzat, a másik — az ábrán X -szel jelölt rész — $E_1 - a' \cdot c_1$ -gyel egyenlő. A geometriai szerkesztésből következik, hogy X olyan mértékben növekszik, amilyen mértékben a görbe eltér a lineáris összefüggéstől. Szélsőséges esetben az eltérés olyan nagy lehet, hogy a görbe párhuzamossá válik a koncentrációtengellyel; ekkor X és a mért extinkció értéke megegyezik, az $a' \cdot c_1$ szorzat értéke pedig zérus. Más szavakkal: a koncentráció további növelése már nem

eredményez extinkciónövekedést. Nyilvánvaló, hogy ebben az esetben a dc/c relatív hiba végtelen nagy.

Transzmisszióviszony mérésének relatív hibáját a (7) képletéhez hasonló levezetéssel nyerjük:

$$\frac{dc_2}{c_2} = \frac{-0.4343 d T_r}{T_r (E_r + E_1 - X)}$$

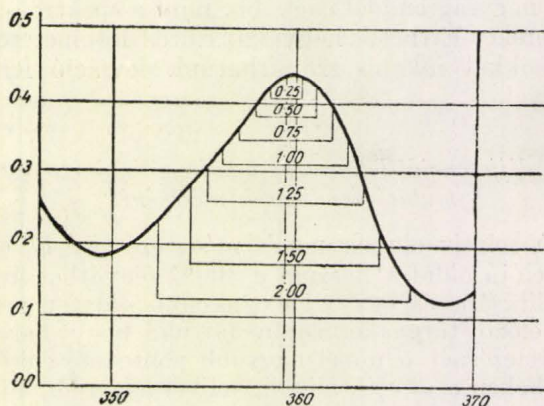
Mivel $X = E_1 - a' c_1$

$$\frac{dc_2}{c_2} = \frac{-0.4343 d T_r}{T_r (E_r + a' c_1)} \quad (8)$$

Ha az összehasonlító és a mérendő oldat csaknem egyenlő koncentrációjú, T_r közelítőleg 1, E_r gyakorlatilag zérus, következésképpen a nevező értéke $a' c_1$ lesz. Érdekünk az, hogy ez utóbbi mennyiséget lehetőleg maximális értéken tartjuk, mert ekkor lesz a relatív hiba minimális. Visszaemlékezve arra, hogy a' , a látszólagos elnyelési együttható, a koncentráció emelésével egyre csökken, érthetővé válik, hogy az $a' c$ szorzat a koncentráció növekedésével nem nő állandóan, hanem egy maximumot elérve, esetleg csökkenhet.

A relatív elnyélmérés módszerének használatánál tehát igen fontos, hogy kísérletileg megállapítsuk az $a' \cdot c$ szorzat maximális értékét biztosító koncentráció-területet, amely így a legpontosabb koncentráció-meghatározást teszi lehetővé.

Az optimális koncentráció kísérleti meghatározása legegyszerűbben egy Hiskey (8) nyomán vett gyakorlati példa tárgyalásával tehető teljesen világossá.



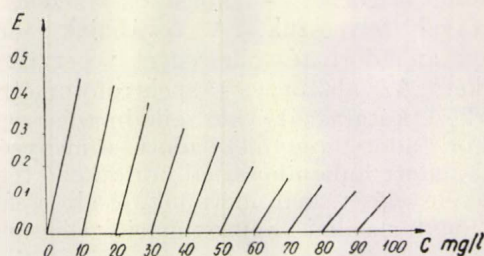
Antracén elnyelési görbéje

6. ábra

A 6. ábrán az antracén közeli ultraiobolya elnyelési szinképe látható, melyet Beckman-spektrofotométerrel vettek fel. Az oldószer benzol. Az elnyelési sáv eléggé keskeny, maximuma 359,5 $m\mu$. Az ábrán a spektrumra szuperponáltuk a használt résnyitásoknak megfelelő átmenő sáv szélességeket. Jól látható, hogy ez már a legkisebb résnyitás használatakor is megközelíti a vegyület elnyelési sávjának szélességét, s így

különösen nagyobb résszélességek esetén már jelentős eltérést várhatunk az abszorpciós törvénytől.

Az a' látszólagos elnyelési együtthatónak a koncentráció növekedésével bekövetkező változását kísérletileg a következő módon lehet mérni: A mérendő anyagból olyan oldatsorozatot készítünk, hogy az oldatok koncentrációja számtani haladvány szerint növekedjék; antracénből 0–100 mg/l intervallumban 2,5 mg/l -enként növekvő koncentrációjú oldatokat. Az oldatok extinkcióját először oldószerrel szemben kezdjük mérni. Mikor utoljára mért oldatunk extinkciója eléri a 0,43 körüli értéket (jelen példánkban 10 mg/l -nél), ezt az oldatot tesszük az oldószer helyébe és ehhez az oldathoz mérjük a nálánál töményebb oldatok fényelnyelését. Ezt az eljárást mindaddig folytatjuk, míg a 90 mg/l koncentrációjú oldathoz mérjük a 90–100 mg/l közti koncentrációjú oldatokat. A mérések eredményét a 7. ábra tünteti fel.



A látszólagos elnyelési együttható változása a koncentrációval

7. ábra

Bármelyik 10 mg -os koncentrációintervallumban a' értékét megkapjuk, ha a mutatkozó maximális extinkciókülönbséget elosztjuk a koncentrációintervallummal. A 7. ábrában az egyes intervallumokhoz tartozó maximális ordinátaértékek erős csökkenéséből látható, hogy a látszólagos elnyelési együttható értéke erősen változik. a' ezen értékeit véve most már lehetséges az $a' c$ szorzatok értékét kiszámítani az adott rendszerre. A számításokat a II. táblázat tartalmazza.

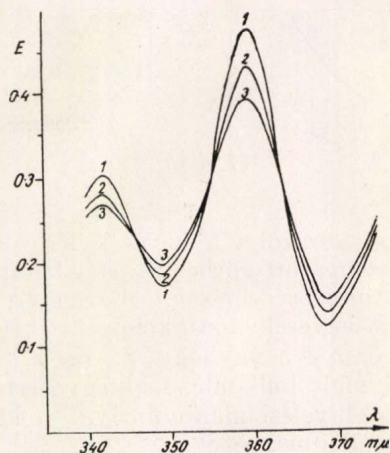
II. táblázat

$c, mg/l$	a'	$a' c$
0	0.046	
10	0.044	0.44
20	0.039	0.78
30	0.031	0.93
40	0.027	1.08
50	0.020	1.00
60	0.015	0.90
70	0.014	0.98
80	0.012	0.96
90	0.011	0.99

A mérés legpontosabban abban a koncentrációintervallumban hajtható végre, ahol $a' c$ értéke maximumot mutat; jelen esetben 40 mg/l koncentrációnál. A koncentráció további növelése csak felesleges felbontás-vesztést okoz, s emellett a hibát is növeli. Egyes esetekben még cél-

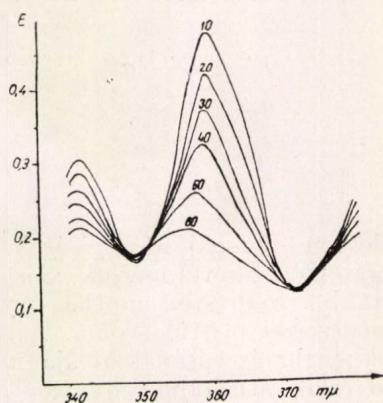
szerűbb, ha összehasonlító oldatnak valamivel alacsonyabb koncentrációjú oldatot használunk, ugyanis az $a \cdot c$ szorzatok értéke 20 mg/l koncentráció felett már nem emelkedik számottevően, viszont a rés nyitása esetleg idegen anyag elnyelési sávjának zavarását vonja maga után.

A 7. ábrán látható jelenség okainak magyarázata abban található, hogy relatív elnyelésmérésnél, ahol az összehasonlító oldat kompenzálását a rés nyitásával végezzük, a véges rés okozta deviáció természete lényegesen különbözik az abszolút mérőmódszernél, állandó résnyitás mellett jelentkező eltéréstől. A magyarázatot az átmenő sáv sajátos energiaeloszlásában találhatjuk meg. Igen jól szemléltetik ezt az antracénnek a kétfajta



8. ábra

mérési módszerrel felvett színekpei is. A 8. ábrán az oldószerhez felvett spektrumok láthatók, az 1., 2. és 3. görbék egyre növekvő résnyitással vették fel. Az első görbe közelítőleg megadja a tényleges extinkció értékeket, mivel a résszélesség a lehető legkisebb volt. A résnyitás növelésével (2. és 3. görbe, 8. ábra) elnyelési maximumban alacsonyabb, elnyelési minimumban magasabb értékek adódtak. A 9. ábra egymás alatt látható extink-

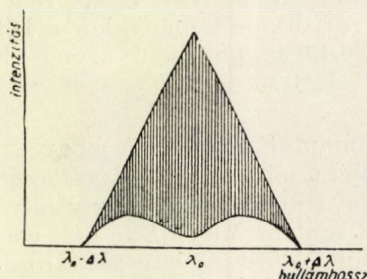


9. ábra

ciós görbéi oly módon készültek, hogy növekvő koncentrációjú oldatokat használtak összehasonlító oldatként (a legfelsőnél oldószer, majd 10, 20, 30 stb. mg/l koncentrációjuakat) és ezekhez az oldatokhoz képest 10 mg/l -el töményebb oldatok spektrumait mérték. A spektrumok pozitív deviációjú helyet nem mutatnak, növekvő résnyitáskor ellenben egyre csökken a maximumban az

elnyelési együttható értéke, s emellett a maximum a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el.

Az a nagy különbség, mely a 9. ábra görbéinek az oldószerrel szemben felvett spektrumokkal való összehasonlításánál szembevetődő, abból adódik, hogy az extinkciókülönbséget ábrázoló görbék felvételénél a monokromátornak a fényelnyelő oldat által módosított átmenő sávját használtuk fel. Az összehasonlító fényútban lévő oldat az átmenő sáv háromszögalakját eltorzítja, a 10. ábrán látható módon. A háromszög vonalkázott



10. ábra

területének megfelelő fényintenzitást az összehasonlító oldat elnyeli és az átmenő fényintenzitás nem a beállított hullámhossznál, az elnyelési maximumban lesz maximális, hanem ettől eltérő hullámhosszaknál, vagyis a méréshez inkább olyan hullámhosszúságú sugarakat használunk, amely a beállított λ_0 hullámhosszúságtól eltér. Ez a jelenség pedig az elnyelési sávban a mért extinkció erős csökkenését okozza.

A differenciál-fotometria gyakorlati kivitelezésénél tehát a következő szempontokat kell szem előtt tartani:

1. Összehasonlító oldatként minél töményebb oldat alkalmazása. 2. A mérendő és az összehasonlító oldatnak közel azonos fényelnyelése legyen.

Az első szempontnál természetesen figyelembe kell venni azt, hogy a töményebb oldatok kompenzálásához szükséges nagy résszélességek az elmondottak szerint méréseink pontosságát is befolyásolják, s ezért mindig meg kell keresni az összehasonlító oldatnak használható optimális koncentrációterületet.

A módszerrel elérhető pontosság — hacsak nem a készülék által szolgáltatott színekpartomány szélső területein dolgozunk — olyan nagy, hogy fokozott gondot kell fordítani a kémiai műveleteknek és az oldat elkészítésének minden mozzanatára. A hígításokat célszerű súlypipettával készíteni és $0,1\%$ pontossáig kalibrált edénnyel kell dolgozni. Ajánlatos minden mérendő oldatot ugyanabban a mérőlombikban hígítani, amelyikben az összehasonlító oldatot készítettük.

Egyes kutatók vizsgálatokat végeztek azon hiba mérésére nézve, amelyet a tömény oldatok alkalmazásánál a törésmutató- vagy a hőmérsékletkülönbség okozhat. Hiskey (5) vizsgálatai szerint a törésmutató 1% -os eltérése — mely csak igen ritka esetben várható — nem okozhat $1 : 2000$ -nél nagyobb hibát, mely érték $0,05\%$ -nak felel meg.

Bastian (25) igen alapos vizsgálatokat végzett egyes oldatoknál a hőmérsékletkülönbség hatá-

sára vonatkozóan. Mérései szerint az oldatok elnyelési együtthatóinak hőmérsékleti koefficiense általában olyan nagyságú, hogy 0,10–0,05% pontosság elérése érdekében elegendő a két küvetta 1–2 C°-on belül azonos hőmérsékleten tartani. A tényleges hőmérsékletnek a szoba-hőmérséklet elég tág határai között (15–25 C°) nincsen észlelhető befolyása. Néhány oldatnak jóval nagyobb hőmérsékleti koefficiense van. Emiatt pl. rézperklorát mérésekor a két küvetta hőfokát $\pm 0,13$ C°-on belül azonos hőmérsékleten kellett tartani $\pm 0,05\%$ pontosság elérésekor.

Hiskey rámutat arra is (5), hogy az abszolút mérések céljára jól megfelelő *küvetta* párokat újra kell kalibrálni transzmisszióviszony mérésnél való alkalmazása esetén. Mivel $E = abc$, ezért az extinkció kívánt pontosságú meghatározása végett b értékét, vagyis a küvetta hosszát, hasonló pontossággal ismernünk kell. A küvetta eltérő rétegvastagsága miatti korrekció azonban kísérletileg is történhet a következő módszerrel: mindkét küvetta ismert koncentrációjú (és ismert extinkciójú) oldatot öntünk, s aztán mérjük a két küvetta között mutatkozó extinkció-differenciát. A következő képletet alkalmazhatjuk:

$$E_r = -\log I_2/I_1 = abc_1(\beta - 1),$$

ahol

$$\beta = b_2/b_1,$$

vagyis a két küvetta vastagságának viszonya. Ezt a viszonyt további méréseinknél korrekciós kifejezésként alkalmazhatjuk.

A fenti irányelveknek a szem előtt tartásával az abszolút fotométeres módszer koncentrációmeghatározásának 1%-tól 0,5%-ig terjedő pontosságával szemben transzmisszióviszony mérésével 0,10–0,02% pontosságot lehet elérni. Realizálják ezt az elméleti pontosságot Bastian réz- és nikkelperkloráton végzett mérései (9, 11), valamint Hiskey permanganát- és kromát-meghatározásai (10). Más szerzőknek szerves vegyületekre vonatkozó, az ultraibolya színektartományban végzett elemzése is megközelítik e hibahatárt.

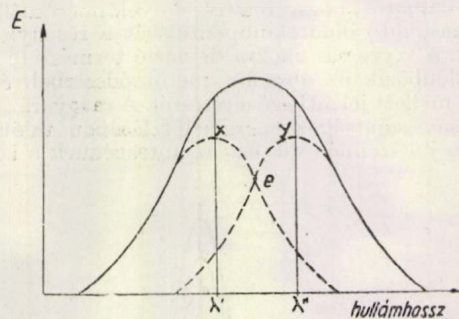
Többkomponensű rendszerek differenciál-módszerrel történő mérése

A relatív fényelnyelés mérés módszere többkomponensű rendszerek koncentrációinak mérésére is alkalmazható, s általa tekintélyes pontosságnövekedés érhető el. A többkomponensű rendszerek differenciál-módszerrel történő mérésének elvi alapjait Hiskey és Firestone (12) dolgozta ki. Megfontolásaik rövid összefoglalását az alábbiakban ismertetjük.

Ha közös oldatban két olyan komponens van, amelyeknek abszorpciós sávja nem fedt át egymást, a két komponens akár abszolút, akár relatív módszerrel úgy mérhető, mintha külön oldat-

ban lennének jelen. Ha azonban elnyelési sávjaik átfedik egymást, akkor egyidejű spektrofotométeres meghatározásukkor a számítások során ezt figyelembe kell venni.

Két komponens elnyelési görbéjének idealizált alakját a 11. ábrán láthatjuk feltüntetve. Az össze-



11. ábra

függő vonal ábrázolja a keverék fényelnyelését, míg a két szaggatott görbe az x és y komponensek egyedi extinkciós görbéje. Bármely hullámhossznál a keverék extinkciója a két egyedi extinkció összege, úgyhogy λ' és λ'' hullámhosszaknál, mely hullámhosszak egybeesnek a két komponens elnyelési maximumával, a következő kifejezések alkalmazhatók:

$$E' = E'_x + E'_y = a'_x c_x + a'_y c_y$$

$$E'' = E''_x + E''_y = a''_x c_x + a''_y c_y.$$

A küvetta hosszúságát egységnyinek vettük. A fenti egyenletekben a , ill. c a komponensek elnyelési együtthatóját, ill. koncentrációját jelenti, míg a vesszős indexek a hullámhosszakra vonatkoznak. A két komponens koncentrációját a fenti egyenletrendszer megoldásával kapjuk. c_x -re adódik:

$$c_x = \frac{\frac{E'}{a'_x} - \frac{E''}{a''_x} \cdot \frac{a'_y}{a''_y}}{1 - \frac{a'_y}{a''_x} \cdot \frac{a''_x}{a'_y}}.$$

Ha a képletben szereplő mennyiségeket relatív elnyelés mérés módszerével mérjük, az egyes értékek hibája kb. tizedrésze, mintha ugyanezeket abszolút módszerrel mértük volna. Az elnyelési együtthatók meghatározásának hibája, mivel több extinkciómérésből átlagoljuk, nyilván azonos a két hullámhossznál történő extinkciómérés hibájával. Lehetséges matematikailag levezetni olyan képletet, mely kifejezi c_x hibáját; azonban a kifejezés annyira bonyolult, hogy inkább zavarólag hat és nem segíti elő a többkomponensű rendszerek mérésénél tapasztalható hibaforrások megértését. A lényegesebb szempontokat azonban igen egyszerű megérteni a következő fél-kvantitatív tárgyalásmód segítségével:

c_x értéke kifejezhető a következő két mennyiség különbségeként:

$$c_x = \frac{\frac{E'}{a_x'}}{1 - \frac{a_y'}{a_x'} \cdot \frac{a_x''}{a_y''}} - \frac{\frac{E''}{a_y''} \cdot \frac{a_y'}{a_x'}}{1 - \frac{a_y'}{a_x'} \cdot \frac{a_x''}{a_y''}}.$$

Ha az elnyelési sávok átfedése kicsi, akkor a második kifejezés eltűnik, mivel a_y'/a_x' nagyon kicsi. Az első kifejezés számlálója E'/a_x' értékét fogja megközelíteni, mivel a nevező értéke csaknem egy. A koncentrációk mérésének relatív hibája ekkor az egykomponensű rendszerek mérésének hibájával azonos. Ha ellenben az átfedés olyan nagy, hogy például szélsőséges helyzetben a két elnyelési maximum egybeesik, akkor a számláló értéke zérus lesz, mivel E' és E'' egymással egyenlő, míg az elnyelési együtthatók hányadosai egyet adnak. A nevező értéke szintén zérus. Az egész kifejezés tehát határozatlanává válik; c_x mérésének relatív hibája ekkor végtelen nagy. Az átfedés közbülső értékeinél az analízis pontossága is a két érték között lesz. Összefoglalóan tehát az abszolút mérés használatakor az analízishiba egy minimális értéktől végtelenig nő, az átfedésmentes állapottól a teljes átfedés esetéig.

Transzmisszióviszony mérésekor a minimális relatív hiba abban az esetben, ha nincs átfedés, $\log e \cdot \Delta T/E$, míg teljes átfedés esetén a hiba szintén végtelen nagy. Vagyis a transzmisszióviszony mérésekor kapott hiba értéke végig az abszolút módszer hibafüggvénye alatt fut és nem teljes átfedés esetén — amikor a módszer egyáltalában használható — a többkomponensű rendszerek mérése is jelentős pontosságnövekedéssel végezhető el ezzel a módszerrel. A módszer alkalmazhatósága úgyis csak abban az esetben célszerű, amikor az elnyelési együtthatók viszonya nem haladja meg a 0,5-öt.

A módszer pontossága az együtthatók hányadosainak differenciálmódszerrel történő mérésével növelhető. Az együtthatók hányadosait ugyanis sokkal nagyobb pontossággal tudjuk meghatározni az alábbi módszer segítségével, mintha ezeket a tényleges mért elnyelési együtthatókból számítás segítségével kapnánk meg. A gyakorlati kivitelezés elvét könnyen megérthetjük a következő gondolatmenettel: készítsünk a két komponensből különböző, ismert koncentrációjú oldatokat és ezeket a kiszemelt hullámhosszknál mérjük egymáshoz. A következő egyenletet alkalmazhatjuk az egyik hullámhosszknál:

$$E' = a_y' c_y - a_x' c_x = a_x' c_x (\alpha Y' - 1),$$

ahol

$$\alpha = \frac{c_y}{c_x} \quad \text{és} \quad Y' = \frac{a_x'}{a_y'}.$$

A képletben azonban még szerepel a_x' , melyet megint csak abszolút módszerrel tudnánk meghatározni. Ha új és új oldatok készítésével a koncentrációk viszonyát sikerülne úgy megválasztani, hogy a két oldat között ne mutatók extinkciókülönbség, akkor az $a_x' c_x$ kifejezéssel átosztva azt kapnánk, hogy

$$\alpha Y' = 1,$$

vagyis

$$Y' = \frac{1}{\alpha}.$$

Ennek gyakorlati kivitelezése azonban rendkívül hosszadalmas lenne. Megoldható azonban a kérdés úgy, hogy az egyik komponens tömény, állandó koncentrációjú oldatához mérjük a másik komponens változó koncentrációjú oldatait és a mért extinkciót a koncentrációviszonynak, α -nak függvényében felrajzolva, megkeressük a kapott egyenesen azt a pontot, amely zérus extinkciónak felel meg. Az egyenesnek tehát az α -tengellyel kapott metszéspontja megadja azt a koncentrációviszonyt, melyből Y' értéke kiszámítható.

A többkomponensű rendszerek differenciálfotométeres mérését többféleképpen lehet kivitelezni. *Beroza* (15) állandó összetételű keveréket használ összehasonlító oldatként és ún. differenciális elnyelési együtthatókkal dolgozik, amelyeket úgy kap, hogy az állandó összetételű elegyéhez ismert mennyiségű x , majd y -komponenst ad és a kapott extinkciónövekedést osztja a koncentrációnövekménnyel. *Hiskey* (12) viszont az egyik hullámhosszknál az x -komponens tömény oldatát, a másik hullámhosszknál az y -komponens oldatát használja fel összehasonlítóknak és a (10) egyenlet kissé átforgatott alakjának segítségével, az előbb leírt módszerrel meghatározott elnyelési viszonyokat használja számításainál. Habár *Hiskey* módszere sokkal frappánsabb, viszont *Beroza* eljárása az állandó összetételű keveréknek felhasználása útján — ami állandó résnyitást jelent — az esetlegesen adódó réshibát kiküszöböli.

Ez utóbbi szempont miatt meg kell még említeni a transzmisszió viszony mérésének azt a módszerét, melyet a módszer kidolgozói *Jones*, *Clark* és *Harrow* (26) »változtatható összehasonlító oldat« módszerének neveznek. A módszer úgy igyekszik maximális pontosságot elérni, hogy az oldatok fényelnyelését az összehasonlító oldat töménységének változtatásával teszi egyenlővé. A gyakorlati kivitelezésnél külön apparátusra van szükség ahhoz, hogy az összehasonlító oldat egy keverőedényből állandóan keringjen az egyik küvetán keresztül. Az oldószerhez addig adunk ismert koncentrációjú összehasonlító oldatot, míg extinkciója meg nem egyezik a mérendő oldatával. A módszer pontosságának az oldatkészítés fenti eljárása szab határt, hátránya ezenkívül, hogy kivitelezéséhez célszerű regisztráló spektro-

fotométert használni. Ennek ellenére ez a módszer figyelmet érdemel.

Összefoglalás: E cikk a spektrofotometria új módszerének, a transzmisszióviszony mérésén alapuló eljárásnak elméleti alapelveit foglalja össze, tárgyalja a módszerrel elérhető pontosságnövekedést és részletezi az eljárás gyakorlati alkalmazásait.

Trummer István

Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM:

1. Kortüm, G. *Angewandte Chemie* 50, 193 (1937)
2. Ringbom, A., *Z. anal. Chem.* 115, 332 (1939)
3. Schleicher, A. *Z. anal. Chem.* 125, 385 (1943)
4. Ayres, G. H. *Anal. Chem.*, 21, 653 (1949)
5. Hiskey, C. F. *Trans. N. Y. Acad. Sci.*, 11, 223 (1949) *Hiskey, C. F. Anal. Chem.*, 21, 1440 (1949.)
6. Bastian, R., Weberling R. és Palilla F. *Anal. Chem.* 22, 160 (1950)
7. Hiskey, C. F., Rabinowitz, J. és Young I. G. *Anal. Chem.* 22, 1464 (1950)
8. Hiskey C. F. és Young, I. G. *Anal. Chem.*, 23, 1196 (1951)

9. Bastian, R. *Anal. Chem.*, 21, 972 (1949)
10. Young, I. G. és Hiskey, C. F. *Anal. Chem.* 23, 506 (1951)
11. Bastian, R. *Anal. Chem.* 23, 581 (1951)
12. Hiskey C. F. és Firestone, D. *Anal. Chem.* 24, 342 (1952)
13. Robinson, D. Z. *Anal. Chem.* 24, 619 (1952)
14. Hammer C. F. és Roe, H. R. *Anal. Chem.* 25, 668 (1953)
15. Beroza, M. *Anal. Chem.*, 25, 112 (1953)
16. Hamilton, R. H. *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.* 16, 123 (1944)
17. Cole, R. J. *Opt. Soc. Am.* 41, 38 (1951)
18. Griggeman, N. T. *Anal. Chem.*, 14, 445 (1952)
19. Twyman, F. és Lothian, G. F. *Proc. Phys. Soc. (London)* 45, 643 (1933)
20. Hogness, Zscheile, F. P. és Sidwell, A. E. *J. Phys. Chem.*, 41, 394 (1937)
21. Eberhardt, W. H. *J. Opt. Soc. Am.* 40, 172 (1950)
22. Philpotts, A. R. Thain, W. és Smith P. A. *Anal. Chem.* 23, 268 (1951)
23. Robinson, D. Z. *Anal. Chem.*, 23, 273 (1951)
24. Hardy, A. C. és Young, F. M. *J. Opt. Soc. Am.* 39, 265, (1949).
25. Bastian, R., *Anal. Chem.* 25, 259 (1953).
26. Jones, J. H., Clark, G. R. és Harrow, L. S., *J. Assoc. Offic. Agr. Chemists.* 34, 149 (1951).

Az elemi részecskék elméletének fejlődése a Szovjetunióban

Az elmúlt 25 esztendő fizikai kutatásainak kétségkívül legfontosabb és szép eredményekben bővelkedő fejezete az elemi részek fizikája. Nehéz lenne még csak felsorolni is az idevágó eredményeket, rendszerezni az ez alatt az idő alatt felfedezett és ma már szinte ijesztően szaporodó számú »elemi« részecskéket és ezek viselkedésével kapcsolatos kísérleti és elméleti eredményeket. Az utóbbi időben több ilyen tárgyú előadás hangzott el a Társulatban és több szép ismertetés jelent meg a Fizikai Szemlében. Ezért a következőkben csak arra szorítkozunk, hogy ismertessük nagy vonalakban azokat a szovjet kutatásokat, melyek az elemi részecskék elméletének elvi kérdéseivel és nehézségeivel foglalkoznak.

A Szovjetunióban, a szocializmus hazájában a tudomány fejlesztése is tervszerű. Eltekintve attól a nagy anyagi segítségtől, mely a kiterjedt kutatásokat lehetővé teszi, igen fontos a kutatók munkájának bizonyos fokú elvi irányítása is. Az általunk ismertetendő tárgykörrel kapcsolatban pl. igen figyelemre méltó esemény volt, amikor 1952 végén a szovjet állam és a párt vezető szervei foglalkoztak az elméleti fizikai kutatások helyzetével. Megállapították, hogy az elért eredmények igen széles körre terjednek ki és jelentős eredményekben bővelkednek, azonban egyes esetekben bizonyos fokú praktizmus mutatkozott, amikor nem fektettek elegendő súlyt a közvetlen gyakorlati felhasználástól még távolálló problémákra, nevezetesen elsősorban az elemi részek elméletének elvi kérdéseire. A határozat nyomán erősen fellendült ennek a területnek a tanulmányozása is. A Moszkvai Állami Egyetem elméleti fizikai katedrája külön ankétan foglalkozott a teendőkkal

és ennek megfelelően bővítették az elméleti fizikai oktatást és a fiatal kutatók nevelését. A katedra új vezetője, Bogoljubov professzor igen magas színvonalú, terjedelmes előadássorozathoz ismertetette a tudományos munkatársak és aspiránsok előtt a kvantumelektrodinamika új módszereit. Ivanenko professzor speciális szemináriumán az eddigienél is jelentősebb mértékben kaptak helyet az erőterek elméletével kapcsolatos kérdések. Több aspiráns foglalkozott ilyen problémákkal. Az ötödéves elméleti fizika szakos hallgatóknak Szokolov professzor tartott tanrendszerű előadást a kvantumelektrodinamikáról.

A tárgykör tanulmányozásának elterjedt voltát tükrözik a kiadott könyvek is. Kiemelendő ebben a tekintetben Ivanenko és Szokolov kitűnő kétkötetes tan- és kézikönyve, az erőterek klasszikus és kvantumelmélete. (Megjelent többtízre példányszámban. Az első kötet rövidesen magyarul is megjelenik.) Ugyancsak közkedvelt tankönyv Landau és Lifsic munkája, az erőterek általános elmélete. (15 000 példány.) A régebbi könyvek közül az elektromágneses tér klasszikus elméletével igen alaposan foglalkozik Frenkel, valamint Tamm kiváló tankönyve. Oroszra fordítottak számos ismert nyugati munkát, mint pl. Wentzel ismert könyvét az erőterek kvantumelméletéről, Heitler híres monográfiáját a sugárzás kvantumelméletéről, Fermi közkedvelt könyvét az elemi részek kölcsönhatásának térelméletéről, stb. A külföldi irodalom újabb keletű cikkeiről a *Problemi Szovremennoj Fiziki* füzetek adnak tárgykörökként kivonatokat, ezenkívül külön cikkgyűjtemények jelennek meg (pl. Ivanenko szerkesztésében a Lamb-eltolódásról és egyéb

anomáliákról, Tamm szerkesztésében a mezonokra vonatkozó szovjet irodalomból stb.). Az Uszpehi Fiziceszkih Nauk sokszor közöl összefoglaló értekezéseket. Kiemeljük Bereszteckij, valamint Ahiezer és Polovin cikkeit az új kvantumelektrodinamikáról és Markov cikkét a nemlokális terek-ről.

A következőkben az elemi részek elméletének néhány fontos, kiragadott kérdésével fogunk foglalkozni.

Az első probléma az elemi részek *dinamikai mozgásegyenletének* megtalálása. Mint ismeretes, a kvantumelméleti állapotegyenletet egyszerű posztulátumok alapján egy tetszőleges részecske esetében a következő alakban keressük:

$$\gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} + \mu \psi = 0,$$

ahol ψ az állapotfüggvény, $\mu = \frac{mc}{\hbar}$ és a γ_μ

mátrixok konkrét alakját éppen a szemügyre vett részecske tulajdonságai szabják meg. A legegyszerűbb ilyen típusú állapotegyenlet az elektron jól ismert Dirac-egyenlete. Más spinű részecskékre való általánosítással még a 30-as években és azt követőleg is sokan foglalkoztak. Nulla és 1-es spinű mezonokra Kemmer adott ilyen egyenletet, magasabb spinű részecskékre Dirac, Fierz és Pauli, majd bonyolult esetekre Bhabha, Harish-Chandra és szovjet részről Ginsburg és Tamm (1947), Izmailov (1947), Gelfand és Neumark (1947) terjesztették ki a vizsgálatokat. Ezen a téren a legmészszebbmő és legteljesebb eredményeket Gelfand és Jaglom érte el 1948-ban. Ők az előző kutatásokra támaszkodva a Lorentz-csoport összes lehetséges ábrázolásaival foglalkoztak, különösen pedig a végtelen-dimenziós ábrázolásokkal, vagyis azzal az esettel, amikor ψ -nek végtelen sok komponense van és igen részletesen megvizsgálták a fenti egyenlet sajátosságait. Többek között meghatározták a mozgásegyenlet által megszabott tömegspektrumot és megadták a Pauli-elv lehető legszélesebb körű általánosítását.

Az állapotegyenlet felállításával az elemi részek problémája még koránt sincs megoldva. Először is, minden elemi részecskére úgyszólván külön-külön kapunk állapotegyenletet. (Tömegkvantálás pl. a tapasztalattól eltérőleg, csak magasabb spin esetén adódik.) Ezen túlmenően a fenti mozgásegyenletek lényegileg az elemi részeknek csakis *korpuszkuláris* sajátosságait írják le, viszont nem adnak számot azok *hullámtermészetéről*, továbbá az adott keretben nem lehetséges az *elemi részek kölcsönhatásának* kielégítő tárgyalása, különösen az olyan folyamatoké, ahol részecskék keletkeznek vagy elnyelődnek. Ez a két szempont szükségessé teszi az *elemi részek térelméletének* felállítását és a téregyenletek ún. *második kvantálását*.

Az erőterek elméletének legrégebben ismert és legjobban kidolgozott példája az *elektromágneses tér* elmélete. Az elektromágneses jelenségek szék-

helye a fizikai tulajdonságokkal felruházott tér. A teret a Maxwell-egyenletek jellemzik. Itt van lokalizálva az elektromágneses energia. Ez az energia az egyik forrásról a másikra vándorolhat, beszélünk tehát energiaáramról, elektromágneses impulzusról. (Ennek kísérleti kimutatása orosz kutató, *Lebegyev* érdeme.) Az elektromágneses tér újabb problémáival egész sor szovjet kutató foglalkozott. Utalunk *Cserenkov*, *Terleckij*, *Veksler*, *Pomerancsuk*, *Tamm*, *Szokolov* és *Ivanenko* munkáira.

Az elektromágneses tér klasszikus elmélete teljes mértékben alkalmas az összes hullámszerű jelenségek leírására. Másfelől azonban ismeretes, hogy sok sugárzási jelenségnél határozott korpuszkuláris jellege van a fénynek. (Compton-effektus, fotoeffektus stb.) A fény hullám és korpuszkula sajátosságai közti áthidalást az *elektromágneses tér kvantálása* teszi lehetővé. Ennek a módszernek az a lényege, hogy az elektromágneses potenciálokat nem tekintjük többé egyszerű függvényeknek, hanem kvantumelméleti operátornak. Ezek a megfelelő kanonikus csererelációknak vannak alávetve és így a belőlük felépített mennyiségek is csak meghatározott kvantált sajátértékekkel rendelkezhetnek. Ha pl. az elektromágneses tér-energia ismert klasszikus

$$E = \frac{1}{8\pi} \int (\mathcal{E}^2 + \mathcal{H}^2) dV$$

kifejezésébe a térerőknek megfelelő operátorokat bevezetjük és a keletkező kifejezés lehetséges sajátértékeit meghatározzuk, akkor azt kapjuk, hogy

$$E' = \sum_k N_k \hbar \nu_k, \quad N_k = 0, 1, 2 \dots$$

Ez másszóval azt jelenti, hogy az elektromágneses tér energiája $\hbar \nu$ energiájú adagokból, kvantumokból tevődik össze. Hasonlóképpen a megfelelő klasszikus kifejezés kvantálásával arra az eredményre jutunk, hogy a tér impulzusa

$$\frac{\hbar \nu}{c}$$

nagyságú adagokból tevődik össze. Az elektromágneses tér ezen kvantumait *fotonoknak* nevezzük. Az elektronok mellett a fotonok a legrégebben ismert elemi részecskék.

A kvantumelektrodinamika lehetővé teszi az összes sugárzási folyamatok tárgyalását. Pontosan leírja a fotonok emissziójának és abszorpciójának lehetséges eseteit. Ezek után a töltések kölcsönhatását is fotonok segítségével értelmezhetjük: az egyik töltés kibocsát egy fotont, melyet egy másik töltés elnyel. Az energiát tehát egyik töltésről a másikra a fotonok viszik át. Ugyanakkor impulzust és impulzusmomentumot (spint) is »szállítanak«.

A kvantumelektrodinamika nagy sikerei kézenfekvővé tették a foton mellett a többi elemi rész térelméletének kidolgozását. Történetileg is nagyjelentőségű volt a *magerők elméletének* térelméleti

megalapozása. A kezdeményező lépést 1934-ben *Ivanenko* és *Tamm* tette meg. A kísérleti adatokat analizálva mindenekelőtt leszögezték, hogy az atommagban csak protonok és neutronok vannak. A nukleonok kölcsönhatására pedig a következő sémát állították fel: A neutron a β -bomláshoz hasonlóan, emittál egy elektront és egy neutrínót. Ezeket utána a proton abszorbeálja. A fordított folyamat is lejátszódik. Végeredményben tehát a kölcsönhatást elektron-neutrino párok kicserélődése okozza, teljesen hasonlóan, mint töltések kölcsönhatását a fotonok kicserélődése. A kölcsönhatási energiát az elektron-neutrino tér (ún. lepton-tér) kvantálásával pontosan kiszámították. A számszerű eredmények azonban sok nagyságrenddel kisebbek, mint a kísérleti értékek.

Ma már tudjuk, hogy a nukleonok közti kölcsönhatást nem a lepton-tér, hanem az ún. mezon-tér (*Yukawa*) közvetíti. A mezon-tér kvantumai a mezonok. A mezon-tér tulajdonságaival az elektrodinamikához analog mezodinamika foglalkozik. Úgy a klasszikus mezon-térrel, mint annak kvantálásával sok szovjet szerző foglalkozott, elsősorban *Ivanenko*, *Szokolov*, *Tamm*, *Szomorodinszkij*.

A fotontér, leptontér és mezon-tér mellett sokan tanulmányozták a gravitációs teret is. Ennek kvantumai, az ún. gravitonok, amennyiben léteznek, 2-es spinnel rendelkeznek. Kísérleti kimutatásuk még nem sikerült. A gravitonok szerepét az elemi részek kölcsönhatásainál több szovjet kutató vizsgálta. Így pl. *Sirokov* (1947) kimutatta, hogy az elemi részek sajátenergiájával kapcsolatban, a közfelfogástól eltérően, a gravitációs térnek is jelentős szerepe lehet. Elemi részecskék és a gravitációs tér kölcsönhatásának kérdéseivel (pl. párkeltés gravitációs térben) foglalkozott még *Ivanenko*, *Brodskij* és *Ginszburg* is (1947–1950).

Az elemi részek térelmélete hatalmas sikereket könyvelhet el. Ugyanakkor azonban az elmélet mai formájában számos nehézség is jelentkezik. Az ún. divergencia-problémák tipikus példája a sajátenergia kérdése. Egy magára hagyott elektron pl. sajátmaga körül elektromágneses

teret kelt. Ez a tér visszahat forrására, az elektrorra és ez a kölcsönhatás adja az elektron elektromágneses sajátenergiáját. Ez a sajátenergia már a klasszikus elméletben is végtelennek adódik. Hasonló a helyzet minden más részecske térelméletében is. A kvantálás ezen mitsem segít, sőt, ekkor újabb típusú sajátenergia-tagok is fellépnek. Tovább bonyolítja a helyzetet a Dirac-féle pozitron-elmélet. Ez egyfelől a fizikai vákuum kísérletileg is kimutatható új tulajdonságainak helyes értelmezéséhez vezet, ugyanakkor azonban a vákuumpolarizáció újabb divergencianehézségeit okozza.

Az említett nehézségek végső okai még nem teljesen tisztázottak. Annyi azonban ma már bizonyos, hogy legalábbis a kvantumelektrodinamikában, a nehézségek nem az alkalmazott számítási módszerben (perturbációs számítás) rejlenek, hanem onnan származnak, hogy a kiindulási egyenletekben fizikailag értelmetlen mennyiségek szerepelnek, mert a »szabad részecske« megengedhetetlen idealizációjával dolgozunk.

Az elemi részecskék elméletének másik lényeges hiányossága, hogy a sokfajta elemi részecske az elmélet keretében mind elszigetelve jelentkezik, azok tömege és töltése mint önkényes paraméter lép fel, vagyis más szóval: nem rendelkezünk még az elemi részek egységes térelméletével.

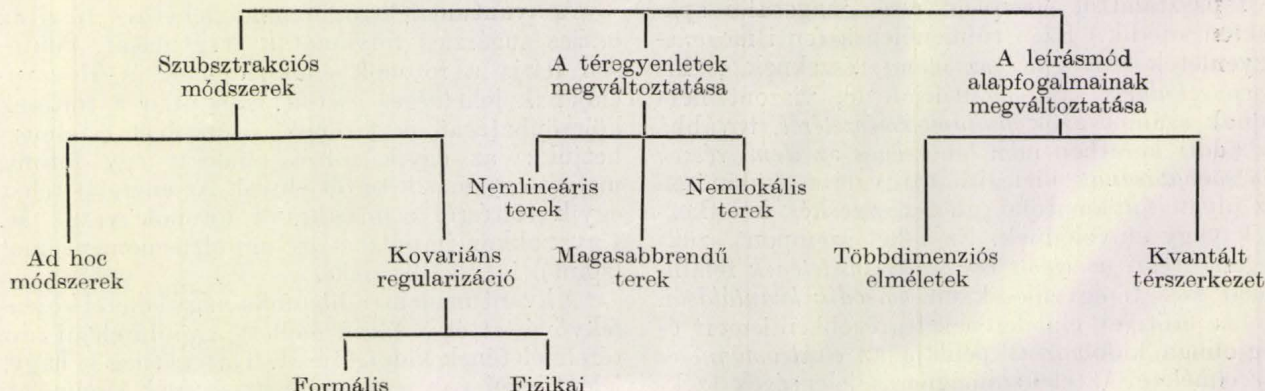
Mindkét típusú nehézséget röviden úgy jellemezhetjük, hogy az elemi részecskék struktúrájával kapcsolatos kérdések még teljesen megoldatlanok.

A nehézségek kiküszöbölésére számos módszerrel próbálkoztak. Az alábbiakban szovjet vonatkozásban ezeket a kutatásokat fogjuk áttekinteni.

A mai elmélet bővítésének lehetőségeiről a következő táblázat ad durva útbaigazítást.

A szubsztrakciós módszereknek az a lényegük, hogy a nehézséget okozó divergens kifejezést a számítás valamelyik fokán, lehetőleg minél kevesebb önkénnyel levonják. Világos, hogy az ilyen típusú *ad hoc* módszerek nem lehetnek kielégítőek. Közülük kiemelkedik a Dirac-féle λ -limitáló eljárás, mely az elemi részecskének az impulzustérben egy formfaktort tulajdonít. Ezzel a problémával *Markov* és *Blohincev* (1946–1948) valamint *Pomerancsuk* (1947) foglalkozott.

Az elmélet bővítésének lehetőségei:



A szubsztrakciós módszerek másik csoportját a térelmélet evidensen kovariáns megfogalmazása teszi lehetővé. Az eljárás előzményei még a 30-as évekbe nyúlnak vissza, amikor *Fok* (Dirac-kal és Podolsky-val együtt) kidolgozta a *többsidejű térelméletet* (1932). Ebben az egységes tér-idő mellett minden egyes részecskének megvan a saját »részecske-ideje« is, mely a részecske helykoordinátaival együtt négyesvektort alkot. *Fok*-on kívül ezzel a kérdéssel később *Markov* (1940) is foglalkozott.

Ezt a felfogást a háború után többen tovább általánosították. (Tomonaga 1946, Schwinger 1948.) Ebben az új, *szupertöbbsidejű elméletben* a tér minden egyes pontjához külön időt rendelünk s ily módon a szokott $t = \text{const}$ hypersíkok helyett az elméletben a $t = t(x, y, z)$ általános hyperfelületek kovariáns fogalma szerepel. Ennek az a következménye, hogy a számítások minden stádiuma kovariáns alakú. Ez azután lehetővé teszi a divergens tagok kovariáns leválasztását és egyúttal rámutat azok eredetére. Ezeknek a kovariáns *regularizációs* módszereknek megint két típusuk van. Az ún. formális regularizáció (Pauli–Villars) egyszerűen egy matematikai előírás. Ennél sokkal megkapóbb a fizikai regularizáció. Ez azt jelenti, hogy a részecskét egyszerre több tér forrásának tekintjük. A kovariáns elmélet már most lehetővé teszi pl. hogy a két tér közös hatása a végtelennek adódó sajátenergiát kikompenzálja. A fizikai regularizáció legszebb példáját *Szokolov* (1947–48) dolgozta ki. Elméletében felteszi, hogy az elektron az elektromágneses téren kívül egy másik, ún. *kompenzáló térnek* is forrása. Az utóbbi ugyanazon egyenleteket elégíti ki, mint az elektromágneses tér, vagyis szintén a Maxwell-egyenleteknek tesz eleget, azonban nem sugárzódik ki, hanem mindig a részecskét kíséri. Ez azt jelenti, hogy a kompenzáló tér megoldásait is a Maxwell-egyenletek szolgáltatják, azonban más határfeltételek mellett. Az eredmény az, hogy az elektronra nem a reterdált potenciáltér hat, hanem a reterdált és avangeált potenciálok fél különbsége. Ennek a kettős erőhatásnak eredményeképp az elektron klasszikus sajátenergiája véges lesz.

Ivanenko és *Grigorjev* (1950) kimutatták egyébként, hogy a formális és fizikai regularizáció egymással mindig ekvivalens.

Az elmélet bővítésének második lehetséges útja abban rejlik, hogy magukat a kiindulási tér-egyenleteket módosítjuk. Ezzel tulajdonképpen már a klasszikus kereteket bővítjük. E téren az első próbálkozás *Born* és *Infeld* nevéhez fűződik. Ők a klasszikus elektrodinamikát módosították olyképpen, hogy elvetették a Maxwell-egyenletek linearitását. Míg pl. a szokásos elméletben statikus esetben az elektromos potenciál a

$$\Delta \varphi = \text{div grad } \varphi = -4\pi \rho$$

egyenletnek tesz eleget, addig *Infeld* *nemlineáris elektrodinamikájában* ennek a

$$\text{div} \frac{\text{grad } \varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{b^2} (\text{grad } \varphi)^2}} = -4\pi \rho$$

téregyenlet felel meg. (b egy az »elemi hosszal« kapcsolatos konstans.) Ennek megoldása egy olyan φ potenciált szolgáltat, mely az elektrontól nagy távolságban Coulomb-szerű, azonban az elektron helyén is véges marad. Ezzel az elektron sajátenergiája most már véges lesz.

Ennek a nemlineáris térelméletnek mezon- és elektronterekre való általánosításával a Szovjetunióban *Ivanenko* és *Rodicsev*, valamint *Ahiezer* (1939) foglalkozott igen sikeresen.

A klasszikus téregyenleteket azok linearitása mellett az is jellemzi, hogy bennük a potenciáloknak csak második deriváltjai lépnek fel. Itt is nyílik bővítési lehetőség, amennyiben megengedjük *magasabb deriváltak* fellépését. Ezzel a kérdéssel *Podolsky* és *Bopp* foglalkozott először. Az elektrodinamika ezen általánosításában pl. a statikus téregyenlet a következő alakú:

$$\Delta (\Delta - k^2) \varphi = 4\pi \rho,$$

ahol $1/k$ az »elemi hossz«. Ennek a potenciálegyenletnek a megoldása is olyan jellegű, mint a nemlineáris elméleté, tehát a statikus sajátenergia-nehézség itt is megszűnik.

Szokolov megmutatta, hogy a magasabbrendű téregyenletek mindig felbonthatók másodrendű téregyenletekre, ha ugyanakkor a teret nem egy, hanem két egymástól független potenciállal jellemezzük. Statikus esetben pl. a Bopp–Podolsky-egyenlet a következő két egyenletre esik szét:

$$\begin{aligned} \Delta \varphi' &= -4\pi \rho \\ (\Delta - k^2) \varphi'' &= -4\pi \rho. \end{aligned}$$

Az első potenciál tehát az elektromos tér szokásos egyenletének tesz eleget, míg a második a mezonteret írja le. Fizikailag tehát ez mintegy azt jelenti, hogy az elektron egyszerre két térnek, egy elektromos és egy mezonternek a forrása. A két tér egymás sajátenergiáját kompenzálja és így kapjuk a véges sajátenergiát. *Szokolov* még megmutatta azt is, hogy fentebb vázolt kompenzáló-tér elmélete is a Bopp–Podolsky-egyenletek egy speciális esete ($k = 0$ esetben).

A magasabbrendű téregyenletek kvantálásával *Ivanenko* és *Grigorjev* (1951) foglalkozott. Kimutatták többek között, hogy a nemlineáris elméletekből az elemi részekre egy tömegspektrum adódik.

A téregyenletek megváltoztatásának harmadik lehetősége abban áll, hogy az elemi részeket nem tekintjük többé a tér pontszerű forrásainak, hanem véges kiterjedést tulajdonítunk nekik. A gondolat igen régi, gyökere már a Lorentz-féle klasszikus elektronelmélet. Az ilyen típusú próbálkozások azonban rendkívül nagy nehézségekbe ütköznek, főképp a relativisztikus invariancia követelménye miatt. Az utóbbi években mégis sikerült

az erőterek ezen *nemlokális elméletét* kiépíteni. Az egyik lehetőség az, hogy a részecskék kiterjedését egy invariáns formfaktorral jellemezzük. A pontszerű elektronelméletben pl. az elektron töltéseloszlását a szinguláris Dirac-függvény írja le:

$$e(r) = e \delta(r - r_0).$$

A nemlokális elméletben a delta-függvényt egy másfajta, nem szinguláris, invariáns függvénnyel helyettesítjük:

$$e(r) = e G(r - r_0).$$

Ennek következtében pl. az elektron és az elektromos tér kölcsönhatási energiája már nem egyszerűen

$$E = e \varphi(r_0),$$

hanem

$$E = e \int G(r - r_0) \varphi(r) dr$$

lesz. Ez esetben viszont a téregyenletek már nem egyszerű differenciálegyenletek, hanem bonyolult integro-differenciálegyenletek lesznek. Ezekkel a kérdésekkel sokat foglalkozik pl. *Rayski* lengyel fizikus.

A nemlokális típusú térelméletek másik típusa az, hogy magukat a térfüggvényeket, vagyis a potenciálokat sem tekintjük egyszerű pontfüggvényeknek. Ennek az lesz a következménye, hogy a potenciálok már nem elégíthetik ki a szokásos kanonikus csererelációkat, hanem sokkal bonyolultabb típusú téregyenleteket kapunk (Yukawa). Ezek az elemi részek »belső« szabadsági fokainak segítségével értelmezhetők.

A nemlineáris terek elméletével a Szovjetunióban *Markov* (1951) és *Blohincev* (1948) foglalkozik.

Az elemi részek elméletének eddig tárgyalt új lehetőségei a jelenségek leírására csak a szokott alapfogalmakat használják fel. Már régóta felmerült azonban az a probléma, vajon nem túl szűkek-e ezek a keretek és az elemi részek viselkedésének és kapcsolatának megértéséhez talán szükséges lehet a *tér és idő* fogalmainak valamilyen bővítése, megváltoztatása.

Mindenekelőtt felvetődött az a kérdés, vajon a fizikai tér folytonos struktúrájú-e, ahogyan azt általában tekintjük, vagy pedig valamilyen *kvantált szerkezettel* rendelkezik-e? A kérdés erősen összefügg azzal, hogy az ismert természeti állandók (h , c , f) mellett az elemi részek fizikájában valószínűleg szerepet játszik még egy univerzális állandó, melynek hosszúságdimenziója van és nagyságrendje 10^{-13} cm. A probléma első felvetése *Ambarcumjan* és *Ivanenko* érdeme (1930). Kimutatták, hogy diszkrét tér-idő szerkezet esetében az erőteret leíró differenciálegyenletek helyett differenciaegyenleteket kapunk és ezek megoldása véges sajátenergiát szolgáltat. Pl. elektron esetében a sajátenergia

$$V_0 = \frac{3,17}{a} e^2$$

lesz, hol a a rácsszerű struktúrájú tér egy cellájának oldalhossza.

A kérdéssel újabban több nyugati kutató foglalkozott. (Heisenberg, Schild, Snyder stb.) Ezek munkáihoz is újabb szovjet kutatások csatlakoznak, mint *Averbach* és *Medvegyev* (1949), valamint *Kard* (1950) munkái.

Befejezésül a fizikai jelenségek leírásmódjának egy másik lehetséges bővítésével akarunk még foglalkozni. Mint ismeretes, a gravitáció problémájának megoldása szoros kapcsolatban áll a fizikai tér geometriai struktúrájának vizsgálatával. Einsteinnek a Riemann-térre vonatkozó klasszikus kutatásait az idők folyamán többen próbálták általánosítani oly módon, hogy a gravitációs tér mellett az elektromágneses és egyéb, pl. mezon erőterek tulajdonságai is a tér geometriai szerkezetének következményeiként legyenek értelmezhetők. Az elmélet ezen bővítései közül igen fontosak azok, melyek a jelenségek leírására *4-nél több dimenziós teret* használnak. Az ötödik koordináta bevezetése azonban a régebbi elméletekben teljesen formálisan történt és ezért mégha sikerült is többé-kevésbé egységes leírását adni a gravitációs és elektromágneses térnek, ebből az elemi részek népes családjának belső összefüggéseire semmi új eredmény vagy elvi szempont nem adódott. Éppen ezért igen nagy jelentőségűek *Rumer* szovjet fizikus újabb vizsgálatai (1948–1953). Nála az ötödik koordináta határozott fizikai értelemmel rendelkezik: nem egyéb, mint a klasszikus mechanika Hamilton–Jacobi-féle mozgásegyenletének hatásfüggvénye (principális függvény). Ebben a felfogásban a részecskék mozgásegyenlete ekvivalens a fényterjedés optikai egyenleteivel az ötdimenziós Riemann-térben. Éspedig: az elemi részecskék klasszikus viselkedése a geometriai optika, a kvantumelméleti viselkedés pedig a hullámoptika analogonja. Az összes fizikai mennyiségek az ötödik koordinátának periodikus függvényei, melyek viszont a Planck-állandóval áll szoros kapcsolatban, amennyiben periódusa éppen \hbar .

Ennek az elméletnek logikus kiépítése az elemi részek egységes családjának felállítására vezet. Tömeg- és töltés-quantálás lép fel. Feltehető, hogy az összes nagyszámú megfigyelt elemi részecske és még több felfedezetlen rész is egyugyanazon tér kvantumainak (az ún. fundamentonoknak) különböző állapotait reprezentálják.

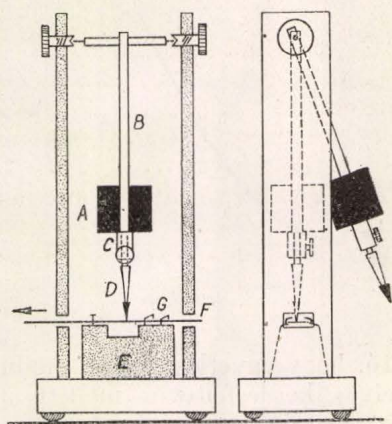
Összefoglalva leszögezhetjük, hogy nincs az elemi részek elméletének olyan területe, melyen ne végeztek volna szovjet fizikusok nagyfontosságú munkát. Ha az elért eredményekhez hozzávesszük a szovjet kísérleti elméleti-rész kutatás magas fejlettségét és a szovjet tudomány rohamos fejlődését, amit az egész szovjet élet inspirál, biztosak lehetünk abban, hogy a jövőben a problémák végleges tisztázásához a Szovjetunió elméleti fizikussai döntő szóval fognak hozzájárulni.

Román Pál

Az egyenesvonalú egyenletes, egyenletesen gyorsuló mozgás és a súrlódás kísérleti vizsgálata

A gimnázium II. osztályában a fizika tananyaga az egyenesvonalú egyenletes és egyenletesen gyorsuló mozgással kezdődik. A két mozgás feldolgozása során lényeges fizikai mennyiségekkel ismerkednek meg a tanulók (út, sebesség, gyorsulás) és alapvető összefüggéseket derítenek fel. Ezt a sok nehézséget jelentő feladatot csak megfelelő kísérletek bemutatásával tehetjük számukra megoldhatóvá. Mivel a szereplő mennyiségek közötti összefüggések legvilágosabban grafikonon tanulmányozhatók, olyan kísérletek bemutatása lesz célszerű, amelyek a tanulók által is könnyen értékelhető mérési eredményeket szolgáltatnak.

A következő sorokban ismertetésre kerülő két kísérlet a mozgások tanulmányozására eddig is ismert és középiskolai bemutatásra alkalmas kísérletek választékát szeretné gazdagítani.

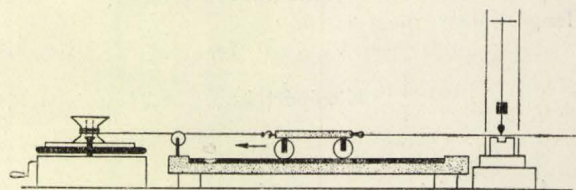


1. ábra

A mozgó test mindkét esetben a legtöbb szertárban megtalálható könnyen gördülő kis kocsi, az időmérő berendezés pedig házilag is könnyen elkészíthető, ecsettel felszerelt inga.

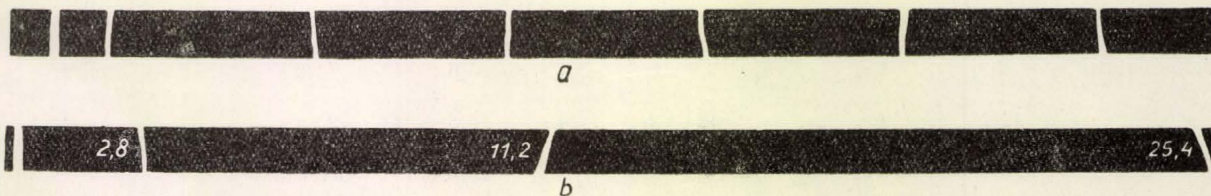
nagyságú állványba szereljük. (1. ábra). A vasrúd (B) alján megfelelő szorítócsavar (C) tartja a hegyesre nyírt szokásos iskolai ecsetet (D). Az ecset alá szegelt kis fatuskó (E) keskeny papírcsík — távirószalag — (F) vezetésére szolgál. Az ecsetet úgy állítjuk be, hogy éppen érje a fatuskó szalagvezető bilincseibe (G) fűzött távirószalagot. Ha az ecsetet tintába mártjuk és az ingát lengésbe hozzuk, az ecset az alatta a nyíl irányában mozgó távirószalagra féllengésenként egy, a mozgás irányára majdnem merőleges időjelet fest (2. ábra).

Az egyenletes mozgás vizsgálata esetén a kocsit gramofonnal mozgatjuk (3. ábra). A gramofon tányérjának középpontjában lévő kiálló tengely-



3. ábra

vége cérnaorsót rögzítünk (a biztosabb felfekvés és nagyobb tapadás elérése érdekében célszerű a cérnaorsót 15 cm átmérőjű furnírlemez-korongra szögelni). Az orsóra csavarodó cérnaszál egyenletes sebességgel mozgatja a kocsit. (A fordulat-szám változtatásával a kocsi sebessége is változtatható.) A kocsi húzza a krokodilcsipesszel hozzáerősített távirószalagot az ecset alatt. A kocsi számára sima pályát úgy készítünk, hogy 100×15 cm-es deszkalapot 3–5 mm vastag üveglappal fedünk be. (Az egyik végére szerelt kis csiga a cérna vezetésére szolgál.) A mozgásról ilyen módon készített »fényképet« (2. ábra »a«) úgy értékeljük, hogy az első időjeltől lemérjük a következő időjelekig megtett utakat, az értékeket táblázatba (1. sz. táblázat) írjuk és grafikusán (1. sz. grafikon) ábrázoljuk. Ha meghatározzuk az inga len-



2. ábra

A kb. 25 cm hosszú, ólomsúllyal (A) ellátott, vízszintes tengely körül lengő ingát megfelelő

gésidejét (10–20 lengés idejének megméréseivel), a kocsi tényleges sebességét is kiszámíthatjuk.

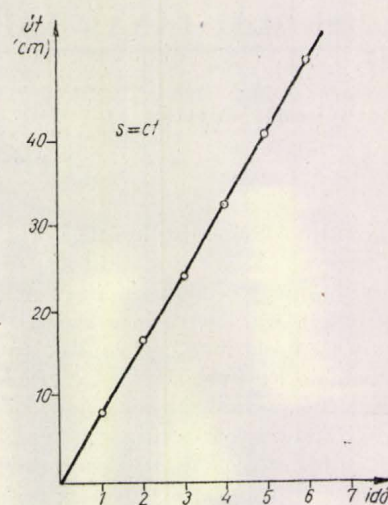
1. táblázat

7 lengés alatt megtett út (cm)		1 inga- lengés alatt megtett út	A kocsi sebessége $c = s/t$ $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$
1 lengés alatt megtett út $s_1 = 8,2$	$1s_1$	8,2	$c = 8,20$
2 lengés alatt megtett út $s_2 = 16,5$	$\sim 2s_1$	8,3	$c = 8,25$
3 lengés alatt megtett út $s_3 = 24,0$	$\sim 3s_1$	8,5	$c = 8,00$
4 lengés alatt megtett út $s_4 = 32,3$	$\sim 4s_1$	8,3	$c = 8,07$
5 lengés alatt megtett út $s_5 = 49,1$	$\sim 5s_1$	8,3	$c = 8,15$
6 lengés alatt megtett út $s_6 = 49,1$	$\sim 6s_1$	8,5	$c = 8,20$
7 lengés alatt megtett út $s_7 = 57,4$	$\sim 7s_1$	8,3	$c = 8,20$
Középértéke		8,34 cm	$c = 8,15$

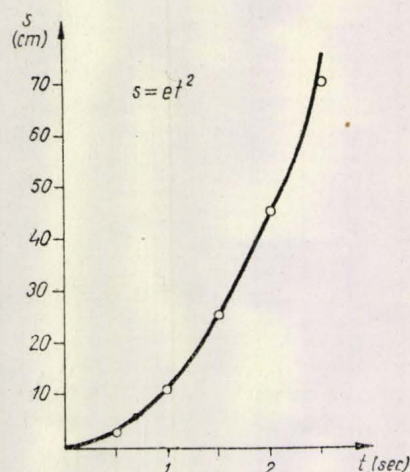
Az egyenletesen gyorsuló mozgás tanulmányozása esetén nincsen szükségünk a gramofonra. Az üveglappal fedett pályát egyik végén alátámasztva lejtős pályát kapunk. Ezen gördítjük végig a kocsit (4. ábra).

Ennél a kísérletnél a kocsi indítására kell ügyelnünk. Akkor kell a mozgást megindítanunk, amikor az ecset éppen a papírszalag felett halad el. Ezt a legkönnyebben úgy valósíthatjuk meg, ha a kocsit a szalagnál fogva rögzítjük indulási helyzetéhez és a szalagot a kellő időpillanatban elengedjük (2. ábra »b«).

A kapható mérési eredményeket a 2. sz. táblázatban találjuk, míg a 2. sz. grafikon az út-idő grafikon.



1. grafikon



2. grafikon

Látható, hogy egyetlen mérési eredményssorozatból helyes kérdésfeltevés mellett a mozgás minden sajátosságára választ kapunk.

Nem tartozik szorosan a mozgásokhoz a sűrűlódás kérdéseinek kísérleti vizsgálata. Mivel a

2. táblázat

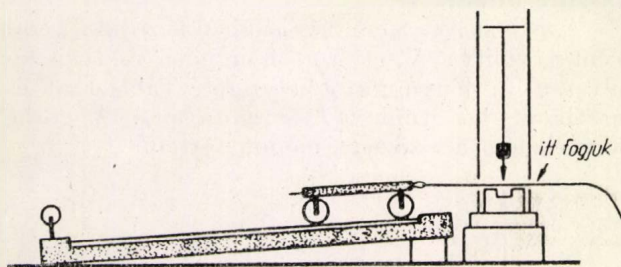
	Megtett út (cm)		Útnövekedések	Közép- sebességek $V_k = \frac{s_1 - s_0}{0,5} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	Végsebességek $\frac{V_0 + V_1}{2} = V_{k1}$ ből számítva	Sebesség- növeke- dés	Gyorsulás $a = \frac{V_t - V_0}{t}$ $\frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$
1 féllengés alatt	$s_1 = 2,8$	$s_1 = 1 s_1$	$s_1 - s_0 = 2,8 = 1s_1$	$V_{k1} = 5,6$	$V_1 = 11,2$		22,4
2 " "	$s_2 = 11,2$	$s_2 = 4 s_1$	$s_2 - s_1 = 8,4 = 3s_1$	$V_{k2} = 16,8$	$V_2 = 22,4$	11,2	22,4
3 " "	$s_3 = 25,4$	$s_3 = 9 s_1$	$s_3 - s_2 = 14,2 \sim 5s_1$	$V_{k3} = 28,4$	$V_3 = 34,4 (33,6)$	12,0	22,9
4 " "	$s_4 = 45,4$	$s_4 \sim 16 s_1$	$s_4 - s_3 = 20,0 \sim 7s_1$	$V_{k4} = 40,0$	$V_4 = 45,6 (44,8)$	11,2	22,8
5 " "	$s_5 = 70,2$	$s_5 = 25 s_1$	$s_5 - s_4 = 24,8 \sim 9s_1$	$V_{k5} = 49,6$	$V_5 = 53,6 (56,0)$	8,0	21,4

* A kísérleti inga lengésideje $t = 1$ sec.

középérték: 22,38

már ismertetett eszközöket erre a célra is felhasználhatjuk, röviden megemlékezünk róluk.

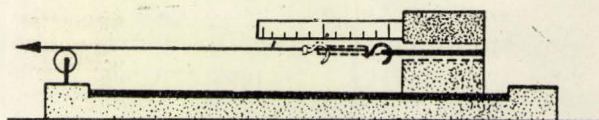
a) *Csúszó súrlódás.* A szokásos kísérletnél a megfelelő nagyságú fakockát (pl. : $10 \times 10 \times 5$ cm)



4. ábra

csigán átvett cernaszálra akasztott súllyal mozgattuk. Ennél a kísérletnél a mozgás egyenletességének biztosítása okoz nehézséget. Úgy segítünk, hogy a fakockát — az előbbi kocsihoz hasonlóan — gramofonnal vontatjuk. A súrlódási erő mérésére a gramfon és a fakocka közé dinamómétert kapcsolunk (5. ábra). Célszerű például a

fakockát 10 mm-es fúróval átfúrni. A furat egyik végén keresztülütött szöghöz kötjük a dinamóméterként használt gumiszálát. Ennek megnyúlását kis skálán olvashatjuk le. A gumiszál megnyúlásának hitelesítése esetében a súrlódási együttható is meghatározható. A fakocka aljára különböző anyagból készült lemezt erősítve, különböző anyagok között fellépő súrlódás is vizsgálható.



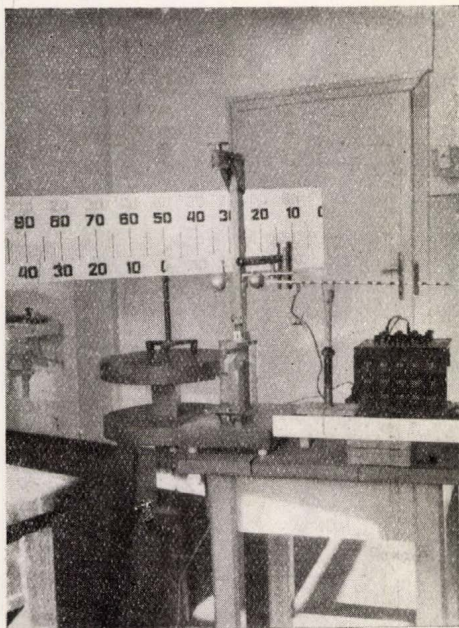
5. ábra

b) *Gördülő súrlódás.* Fahasáb helyett a kocsit használjuk. Dinamóméter itt is gumiszál. Az üveglapra homokot is szórhatunk. Ha a kerekeket forgásukban akadályozzuk, a csúszó súrlódással is összehasonlítást tehetünk.

Makai Lajos
Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged.

Két mérőkísérlet az elektromosság tanából

A »Fizikai kísérletek gyűjteménye« c. középiskolai kísérletező könyv¹ 61. oldalán torziós mérleget ismertet, amellyel a magnetosztatikai Cou-



1. ábra

lomb-törvényt igazolja és a köráram hatását vizsgálja. Megemlíti azt is, hogy a torziós mérleg az elektrosztatikai Coulomb-törvény igazolására is felhasználható.

A következőkben ezt a kísérletet írjuk le, valamint az egyenes áramvezető mágneses hatását tesszük kísérleti vizsgálat tárgyává.

A torziós mérleg kb. 60 cm magas faállványban szorítók között függőlegesen kifeszített vékony acéldrót (hegedű e-húr), amelynek közepén a konduktor befogására alkalmas szorítócsavar van. Ugyancsak a drótra van szerelve celluloidból összeragasztott dobozban a 10×3 cm méretű csillapító papírvitorla (1. sz. ábra). Könnyű konduktorokat ping-pong-labdából készíthetünk. Először a labdát jó szigetelőből készült (pl. plexi-üveg) nyéllel látjuk el. (A szigetelő nyélbe hossz-tengelye mentén lyukat fúrunk és egy szeget ragasztunk bele. A szeg fejét pedig a labdához ragasztjuk acetonnal oldott labdaanyaggal.) Ezután a nyéllel ellátott labda felületét vezetővé tesszük. Vagy puha ceruzával gondosan grafitozzuk, vagy ezüstözzük. Az ezüstözés bonyolultabb művelet, de igen tartós ezüstréteg érhető el, ha az alkohollal előzően zsírtalanított felületű labdát az alábbi recept szerint készített ezüstöző oldatba mártjuk:

1. oldat. 6 gr ezüstrágot (Ag NO₃) feloldunk 100 ccm vízben és annyi ammoniumhidroxidot (NH₄OH) adunk hozzá, hogy a csapadék feloldódjék. Ezután 3%-os NaOH oldatból 70

¹ Szocialista Nevelés Könyvtára, 83. szám.

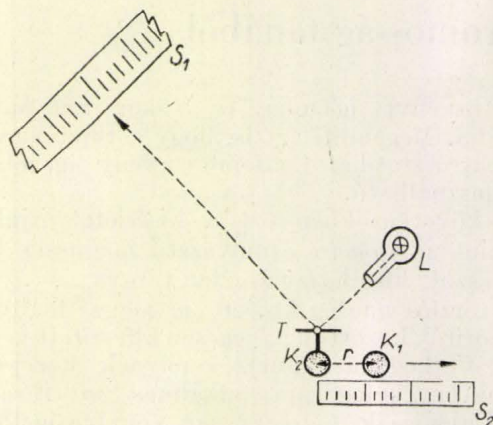
cem-t öntve hozzá, újra csapadék keletkezik. Ismét annyi NH_4OH -t öntünk hozzá, hogy a folyadék tiszta, átlátszó legyen. Az oldatot desztillált vízzel 500 cem-re egészítjük ki és sötét üvegben tároljuk.

2. *oldat.* 8 gr szőlőcukrot 150 cem desztillált vízben feloldunk, adunk hozzá 0,5 gr koncentrált salétromsavat (HNO_3) és két percig forraljuk. Ezután 150 ml alkoholt adunk hozzá.

Használatkor az első oldathoz a másodikból 1/10-edrésznnyit keverünk.

Az ezüstözéshez főzőpohárba annyi oldatot öntünk, hogy a labdát ellepje (a nyelét természetesen nem). 6–10 perc alatt az oldatból az ezüst a labdára (és a főzőpohár falára) csapódik. Friss oldattal annyiszor ismételjük a műveletet, míg a labda felületén összefüggő ezüstréteget nem kapunk. Ezután desztillált vízben óvatosan leöblítjük és megszáritjuk a kész konduktort. A kísérletekhez három darabra van szükség.

A kísérleti berendezés összeállításakor az egyik konduktort (K_2) a torziósál közepén lévő szorítóba erősítjük, a másikat (K_1) olyan állványba, amely a konduktorral együtt könnyen eltolható. Az elrendezést felülnézetben a 2. ábra mutatja.



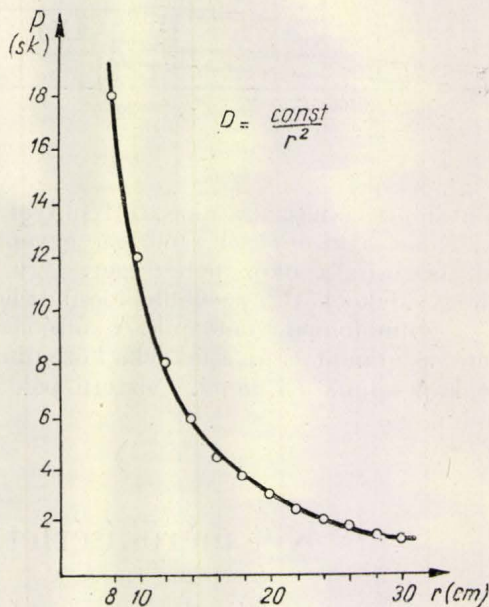
2. ábra

Az L lámpaházban lévő autó-stoplámpának hosszú, egyenes izzószálát a lencsével a T tükör beiktatásával élesen leképezzük az eszköztől mintegy 2 m távolságban elhelyezett nagyméretű skálára (S_1). A mozgatható állványba szerelt K_1 konduktort olyan közel visszük a torziósálra erősített K_2 konduktorhoz, hogy azt éppen érintse. Az S_1 skálát most úgy állítjuk be, hogy a fénycsík éppen az O középponttályzatra essen. A két konduktor középpontjának távolsága ekkor a ping-pong-labda átmérője (3,6 cm). A mozgatható állvány mellé helyezett S_2 skálát úgy helyezzük el, hogy ebben a helyzetben az r távolságot jelző mutató a 3,6 cm-en álljon.

Ha a harmadik konduktorról elektromozó gépről vagy feltöltött leydeni palackról töltést

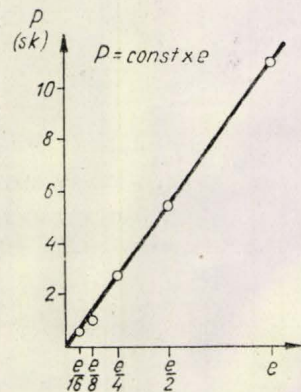
szállítunk a K_1 és K_2 konduktorokra, a taszítóerő következtében K_2 és vele együtt a rászert tükörről visszaverődő fénymutató is elfordul. Az elfordulás szöge arányos a töltések között ható taszító erővel.

A mérést $r = 8$ cm távolságban kezdjük. 2 cm-ként távolítva K_1 -et K_2 -től, minden esetben leolvassuk a fénymutató helyzetét. Táblázatot és grafikont készítünk (1. sz. grafikon). A görbe kiértékelése a szokásos módon történik.



1. grafikon

A mérés második részében az előbbi módon feltöltött konduktorokat $r = \text{konstans}$ távolságon (pl. $r = 10$ cm) tartjuk és K_1 töltését többször megfelezzük úgy, hogy a töltésnélküli harmadik konduktort hozzáérítjük. Minden esetben leolvassuk a fénymutató helyzetét. A már ismert módon elkészített táblázat és grafikon (2. sz. grafikon) alapján értelmezzük a kapott mérési eredményt.



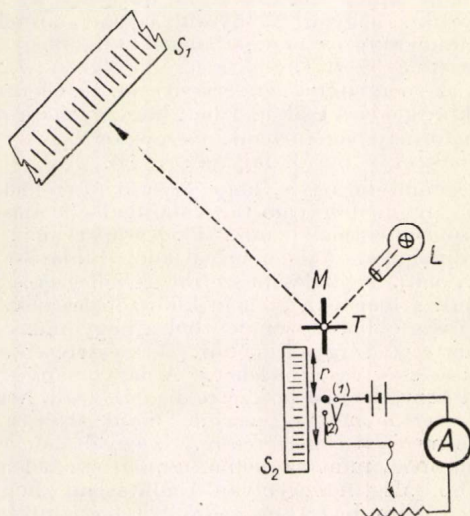
2. grafikon

Mivel minden elektrosztatikus kísérletnél a szigetelés kérdése igen lényeges, a kísérlet napján

célszerű megvizsgálni, milyen mértékben tartják, ill. veszítik a konduktorok töltésüket. A vizsgálatot a kísérlet második részéhez szükséges összeállításban végezzük, csak K_1 töltését nem felezzük, hanem érintetlenül hagyva kétpercenként leolvassuk a fénymutató helyzetét. A mérések azt mutatják, hogy a konduktorokra túl sok töltést nem érdemes vinni, mert kezdetben elég nagy a veszteség. A készülék érzékenységét és a jobb leolvasás lehetőségét inkább az S_1 skála távolabbra helyezésével növeljük.

Az eszköz beállításánál ügyelnünk kell arra, hogy a torziószál függőleges legyen, mert ellenkező esetben a mérési eredményeket lényegesen rontó nyomatékok lépnek fel.

A torziós ingával bemutatatható másik kísérlet egyenes áramvezető mágneses hatását vizsgálja (3. ábra). A torziószál tartójába 8–10 cm hosszú



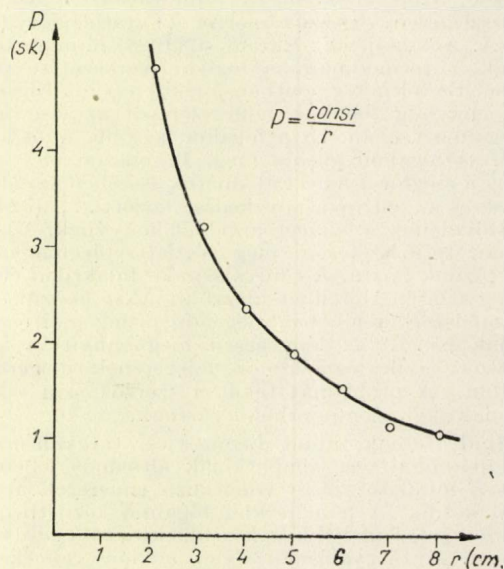
3. ábra

mágnesezett acéldrótot teszünk (M). Az S_1 skálát úgy állítjuk fel, hogy a nyugalmi helyzetben a fényfolt a skála közepén lévő 0 pontra essék. A függőleges egyenes vezetőt (V) a mozgatható állvánnyal a tű elé helyezzük és a mérésnél a nyíl irányában mozdítjuk el az S_2 skála mellett. A vezető és a mágnesű pólusa közötti távolságot jelöltük az ábrán r -rel. Az áramkört az ábra szerint kapcsoljuk össze. Az (1)-gyel jelzett pontja az egyenes vezető aljához, (2)-vel jelzett pontja a felső végéhez csatlakozik. A R ellenállását kb. 2 m hosszú, 0,8 mm átmérőjű vashuzalból készítjük megfelelő leágazásokkal. Az árammérő 15 A méréshatárú.

A kísérlet elvégzéséhez 10 A nagyságrendű egyenáramra van szükség. Ennek előállítása sok helyütt nehézséget okoz. Itt tesz jó szolgálatot H. Abraham¹ által ismertett egyszerű galvanelem, melynek + elektródja rézlemez, – elek-

tródja cinklemez. Összeállítható fényképezőtálban, kristályosító csészében, porcelántányérban. Az edény aljára tesszük a rézlemez, amelyre sűrűn szórunk kb. $\frac{1}{2}$ cm-es rétegben apróra tört rézsulfátot. Ettől 1 cm távolságban üvegcső vagy fakockaalátétre fektetjük a cinklemez. Ha az edényt megtöltjük ammóniumklorid telített oldatával, az elem használatra készen áll. Elektromotoros ereje 0,9 V, a szemben álló elektródfelületek cm^2 -jeként 68 mA áramot ad és 2–3 órán át tartható üzemben. A rézsulfát és az elektrólit cserélésével újra üzemképesé tehető. Felöltött állapotban nem tárolható, használat után bő vízben tisztára mossuk és úgy tesszük el.

A telep bekapcsolásakor a mágnesű (és vele együtt a fénymutató is) elfordul. A kérdéses mérést két lépésben végezzük. Először az » r «-től való függést vizsgáljuk állandó áramerősség mellett úgy, hogy az egyenes vezetőt tartójával együtt mind távolabb visszük a mágnesűtől. A fénymutató helyzetét az S_1 skálán, az » r « távolságot az S_2 skálán olvassuk le. A kapott mérési értékeket a 3. grafikonon ábrázoltuk



3. grafikon

Másodszor konstans » r « távolság mellett az áramerősségtől való függést vizsgáljuk. Mind hosszabb és hosszabb vasdrótot (R) iktatunk az áramkörbe, leolvassuk az áramerősséget (A) és a fénymutató kitérését. Az összefüggést ugyancsak grafikon fogja mutatni.

Nem véletlen, hogy méréseinknél előszeretettel készítünk grafikonokat. A fizikai kutatásoknál ez általánosan használt eljárás. E mellett azonban a politechnikai oktatás egyik feladata is az, hogy tanítványaink megtanuljanak grafikonokat készíteni és grafikon alapján következtetéseket tenni.

Makai Lajos

Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged.

¹ Abraham—Szíjjártó: Elemi fizikai kísérletek gyűjteménye. Franklin, 1909.

KÉT SZOVJET TANKÖNYV ÉS AZ EGYETEMI TERMODINAMIKAOKTATÁS*

1.) G. Sz. Gorelik: *Termodinamikai és molekuláris fizika* (I. D. Papaleksi: Fizika I. kötet, III. rész.) Tankönyvkiadó, Budapest 1951. 2.) M. A. Leontovics: *Bevezetés a termodinamikába* (orosz nyelven), 2. kiadás. Moszkva-Leningrád, 1952; német fordításban (N. D. K.): Einf. in die Thermodynamik, Berlin, 1953.)

Tudatában vagyok: nehéz propagandát csinálni, különösen az oktatásban való alkalmazást illetően az olyan tárgyalásmódnak, mely nevében az egyáltalán nem bizalomraerjesztő »axiomatikus« jelzöt viseli. Nem is mernék rá vállalkozni, ha nem lennének olyan nyomós érveim, mint Gorelik és Leontovics kiváló munkái, továbbá, ha az általuk követett út helyességéről magam is meg nem győződtem volna.

Különösen Gorelik vállalkozása tűnhetik merésznek: az axiomatikus módszernek kísérleti előadásban való alkalmazása. Leontovics elméleti fizikai jellegű könyvének ezt a tendenciáját inkább el tudjuk fogadni. Eppen ezért Gorelik munkájával részletesebben fogunk foglalkozni, mint Leontovicséval.

Gorelik a bevezetésben tárgyalásmódját a következőképpen jellemzi: »Amennyire tudomásunk van róla, mi kísérletezünk először azzal, hogy a termodinamika elemi előadását azon eredmények számításbavételével (bár csak részlegesen) végezzük, melyeket Carathéodory (1909) és T. A. Afanassjewa—Ehrenfest (1928) munkái tartalmaznak a termodinamika logikai szerkezetére vonatkozólag. Ez főleg két pontban jut kifejezésre. Először is, a hőmennyiség fogalma nem szerepel az első főtétel megfogalmazásában. Ez a fogalom később, mint leszármatott fogalom jelenik meg. Másodsor, éles határt vonunk a megfordítható folyamatok esetében az entrópia létezése és az entrópia növekedése között...« (320—21. old.) Röviden ez a lényege mindkét könyvnek. A továbbiakban, természetesen még részletesebb magyarázatot is fűzünk hozzá. A tárgyalásmód didaktikai elnyét illetőleg szintén Goreliket idézzük: »Azt hisszük, hogy ha a módszert a jövőben elegendő pedagógiai érzékkel vezetjük be... az lényegesen megkönnyíti a fizikai előadások egyik legnehezebb fejezetének megértését.« (321. old.) A problémát tehát a szerzők sem tekintik szakdidaktikai szempontból lezártnak.

Mind Gorelik, mind Leontovics, tárgyalásukat a termodinamikai test állapotainak általános jellemzésével és a munkavégzésre vonatkozó ismeretek áttekintésével kezdik. A hőmérséklet fogalma kezdetben még nem szerepel, legfeljebb a későbbiekre való utalás formájában. A tárgyalásnak ilyen módon való kezdése megfelel az axiomatikus termodinamika azon felismerésének, hogy a termodinamikai állapot egyértelműen jellemezhető speciális termodinamikai mennyiségek igénybevétele nélkül is: pl. a nyomás, térfogat és a komponensek koncentrációjának megadásával. Ennek didaktikai szempontból való kihasználása feltétlenül előnyös, mert így nem kell mindjárt kezdetben előzőleg nem értelmezett fogalmakat használnunk.

Ezután az adiabatikus szigetelés és az adiabatikus folyamat ismertetése következik (mindkét szerzőnél). Ehhez sem szükséges a hő és a hőmérséklet fogalmának előzetes ismerete, sőt éppen ez szolgáltat kiindulópontot pontos értelmezésükhöz. Az adiabatikus szigetelő csak a munkavégzés által közölt energiát engedi át. Ez az, ami a szigetelés adiabatikus voltát megszabja. Ezzel a hő és a hőmérséklet fogalmának értelmezéséhez megtettük az előkészületeket.

Az első főtétel alapját az a tapasztalati tény képezi, hogy az adiabatikus munka potenciális, azaz a végzett

munka csak a kezdeti és a végállapottól függ. Az »adiabatikus potenciál«-t belső energiának nevezzük. A hagyományos tárgyalásmóddal szemben szokatlan interpretáció ez a kísérleteknek, de feltétlenül ez a helyesebb. Eppen ezért Gorelik és Leontovics egyaránt nagy gondal tárgyalják a kérdést. Rámutatnak arra, hogy a Joule-féle és hasonló kísérletekben nem a »hő«-nek munkává való átalakulását, hanem a belső energia létezését tapasztaljuk. A kísérletek eljárást szolgáltatnak a belső energia változásainak mérésére. Mint érdekességet megemlítem, hogy Gorelik egyenesen tiltakozik az ellen, hogy a Joule-kísérletnél a súrlódás által keletkezett »hő«-ről beszéljünk. Ez utóbbi valóban félrevezető, hiszen a Joule-kísérletben adiabatikus munkavégzés által közvetlenül a rendszer belső energiáját növeljük. A belső energiának így módon való értelmezésében természetesen az is benne van, hogy: állapot-határozó, a belső energia megváltozása teljes differenciál. Ezt a tényt aztán olyan módon fogalmazhatjuk meg, hogy a rendelkezésre álló matematikai apparátus kereteit ne lépjük túl. Logikusan most már az a kérdés következik: hogyan érvényesül az energiatétel akkor, ha a munkavégzés nem adiabatikusan megy végbe? A tapasztalas szerint, csak a munkavégzést véve figyelembe, az energiatétel nem érvényesül. Ez ellentmondás, aminek megoldása csak az lehet, hogy ilyenkor nemcsak munka formájában történik energiaátadás. Az energiaátadásnak ez a másik fajtája: a hő.

Megemlítem azt is, hogy az első főtételnek többé-kevésbé így módon való tárgyalásával sok más szovjet tankönyvben is találkozunk. (Pl. Karapetyanc: Kémiai Termodinamika. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1951; 25—26. old.) Megítélésem szerint itt jellegzetes példáját láthatjuk a machista szellem kiküszöbölésének. Hasonlítsuk össze ebből a szempontból a hagyományos és az itt ismertetett tárgyalásmódot. (Természetesen az összehasonlítás csak vázlatos lehet.) A hagyományos tárgyalásmód közvetlenül a hőérzetre apellál, közli, hogy a hőmérsékletet hőmérővel mérjük, majd áttér a kaloriometriás mérések ismertetésére. Ez egyáltalán nem más tárgyalásmód, mint az előbbi, csupán annál lényegesen kevesebb. Még hozzá olyan beállításban, hogy nincs szükség többre. Ki érti meg ennyiből, hogy miként keletkezett az első hőmérő, hiszen hőmérő nincs öröktől fogva, a hőmérő is fejlődik nemcsak a kalibrálás technikáját, hanem elvét illetően is. Az első hőmérők nem csak technikailag voltak tökéletlenek, hanem elvileg is, mivel kezdetben a »hő« és »hőmérséklet« közös mérőeszközként szerepeltek. Az axiomatikus tárgyalásmód igyekszik visszamenni a fogalom eredetéhez. A tapasztalás szükségszerűen itt is alapvető szerepet játszik, azonban nem állnak meg »a tapasztalati elemek komplexumai«-nak vizsgálatánál, hanem az elméleti gondolkodás szerepét is tudatosítják. Mindezt szintén lehet helytelenül is csinálni, azonban ahogyan Carathéodory és Afanassjewa—Ehrenfest csinálja, az jó, mert megfelel a tényeknek.

A hőmérséklet fogalmának tárgyalása ezután következik mindkét szerzőnél, de a didaktikai feldolgozást illetően eltérnek egymástól. Gorelik, az elemi tárgyalásmódban kevésbé törekedhetik logikailag tömör kifejtésre, mert ez nagymértékben nehezítené a megértést. Feladja tehát azt — az axiomatikában követett inkább esztétikai, mint logikai — követelményt, hogy csupán a »szükséges« alaptételekből induljon ki. Ebben az esetben (elemi fokon) didaktikai szempontból valóban előnyösebb a feltételek »elegendő« voltával megelégedni. Ilyen megalapozás után viszont az elméleti fizikai tárgyalás sokkal szigorúbb lehet. Leontovics él is ezzel a lehetőséggel és hőmérséklet fogalmát, a Carathéodory-féle feltételnél is kevesebbet mondó feltételtől vezeti le.

Gorelik a hőmérsékletet a következőképp értelmezi. A nem adiabatikusan szigetelt A, B, C, D... testek között (egyenlő nyomás esetén is) energiaátadás történ-

* Ugyanerről a két könyvről, a fizikaoktatás néhány általános kérdéséről, l. szerző cikkét a Felsőoktatási Szemlében.

hetik. Ha két test közt (az adott feltételek mellett) nincs energiaátadás, akkor termikus egyensúlyban vannak és azt mondjuk, hogy hőmérsékletük egyenlő. »A tapasztalat azt mutatja, hogy ezek (ti. a testek) felírhatók olyan sorrendben, hogy a testek közül bármelyik között létrejövő hőcsere esetében, a sorban balról álló test energiája nőjjön, a jobbról állóé pedig csökkenjen.« (334. old.) Így pl. a következő elrendezést kapjuk:

$$A, \frac{B_1}{B_2}, C, D, \dots$$

ahol B_1 és B_2 egymással termikus egyensúlyban vannak. Főlegesen tovább részletezni a dolgot, ennyiből is látjuk az alap gondolatot: hogyan nyer értelmezést az egyenlő, kisebb és nagyobb hőmérséklet fogalma. Az empirikus skálák önkényessége is világosan látható, hiszen a fentiekből csak annyi derül ki pl., hogy C kisebb hőmérsékletű, mint D , de a számértékeket önkényesen rendelhetjük hozzájuk.

Leontovics pusztán a termikus egyensúly tranzitivitását használja fel, amiből (a belső energia fogalmával operálva) a Carathéodory-féle egyensúlyi relációk egzisztenciáját is bizonyítani tudja. (Carathéodorynál ezek még axiómák szerepét játsszák). Magasabb fokon ez az eljárás didaktikai szempontból is előnyösebbnek mondható, mint a Carathéodory-féle.

Az alapvető kérdések tárgyalása továbbra is mindkét könyvben azonos elrendezésben és szellemben történik. Igen szép példáját látjuk annak, hogy milyen módon lehetséges belső összhangot létesíteni a kísérleti és elméleti előadások között.

Példaként megemlíthetjük, hogy a Boyle–Mariotte-törvény milyen szerepet játszik ebben az esetben. A jelentősége itt sokkal nagyobb, mint a hagyományos tárgyalásmódban, ugyanis konkrét és könnyen áttekinthető példát látunk benne a termikus egyensúly kvantitatív kifejezésére és a hőmérsékleti skála meghatározására. Az empirikus skálák viszonyának megmagyarázásában szintén a Boyle–Mariotte-törvény szerepel konkrét példaként.

A második főtétel tárgyalása Goreliknél kevésbé kiforrott. Ez érthető is, hiszen nehéz didaktikai problémát kell megoldania. Nagy segítséget nyújt az a szerencsés körülmény, hogy a kétváltozós Pfaff-féle kifejezésnek mindig van integráló osztója és így a második főtétel minden részletkérdése egyszerűen letárgyalható az ideális gázzal kapcsolatban. A nehézséget a tárgyalásmód elemivé való tétele okozza. A kérdés ismertetését Gorelik a másodfajú perpetuum-mobile lehetetlenségének vizsgálatával kezdi. Majd példákat hoz fel irreverzibilis folyamatokra és a Carnot-féle körfolyamatot és Carnot tételét ismertet. A tétel részekre bontva és a logikai kapcsolatokat tudatosítva jelenik meg az olvasó szeme előtt. Gorelik az axiomatikus tárgyalásmód eredeti formáin sokat változtat, azért, hogy didaktikailag megfelelő előadásmódot biztosítson, ugyanekkor azonban vigyáz arra, hogy a lényeg el ne vessen. Szépen sikerül tárgyalnia az abszolút hőmérsékleti skálát és az entrópia-fogalmat. Az adiabata létezése ideális gáznál közvetlenül kísérletileg kimutatható tény, innen pedig csak egy lépés az entrópia-fogalom és az entrópia tulajdonságait tartalmazó törvények.

A második főtétel alapos tárgyalása közben lehetőség nyílik a nehezebb és elemi fokon még részletesen nem tárgyalható termodinamikai törvények előkészítésére is. Így pl. a XVII. fejezet 8. §-ában, elemi módon bizonyítja és szemléltetve, tulajdonképpen a Le Chatelier–Braun-elvet alapozzuk meg. Gorelik nem hivatkozik erre, de mégis ki kell emelnem, mert azt mutatja, hogy az alapkérdések részletes tárgyalásához felhasznált idő később busán visszatérül. Az említett helyen az a törvény szerepel, hogy a p, v síkon az adiabata mindig meredekebb az izotermánál. Ez közvetlenül szemléltethető és egyszerűen bizonyítható tény, méghozzá legegyszerűbb formában megfogalmazva. Erre magasabb fokon már építhetünk, ugyancsak egyszerű módon. Ugyanis az a tény, hogy az adiabata meredekebb az

izotermánál, matematikailag a következőképp fejezhető ki:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S < \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T,$$

illetve

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_S > \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T.$$

Zavarjuk meg a rendszert térfogatának megváltoztatása által és hasonlítsuk össze az adiabatán és izotermán fellépő eltulodásokat:

$$dV_S = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_S dp, \quad dV_T = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp.$$

A fenti egyenlőtlenségből, dp -vel való szorzás után (dp és dV ellentétes előjelűek) tehát azt kapjuk, hogy

$$dV_S < dV_T.$$

Ez éppen a Le Chatelier-elv (a térfogatra vonatkozóan). Azért tettem erről említést, mert véleményem szerint az egész kérdés tárgyalható volna teljesen elemi módon, grafikus ábrázolás felhasználásával, a parciális differenciálhányados fogalmának konkrét alkalmazása nélkül is.

Végül Leontovics könyvével kapcsolatban csak annyit, hogy nála a második főtétel már igen röviden van tárgyalva és lényegében azonosan a szokásos axiomatikus tárgyalásmóddal. Az előbb ismertetett elemi előkészítés után azonban ennek didaktikai szempontból nincs akadálya.

A legjellegzetesebb részek közül is csupán néhányat emeltem ki mindkét könyvből, az aprólékos ismertetésnek nem lett volna sok értelme. Feltételezem, hogy az olvasót a most mondottak nem győzik meg rögtön, de arról is meg vagyok győződve, hogy Gorelik és Leontovics könyvének alapos áttanulmányozása mindenki számára vonzóvá teszi mind a termodinamikát, mind annak ún. axiomatikus tárgyalásmódját.

Fényes Imre

Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Fizikai Intézet.

AZ ACTA PHYSICA ÚJ SZÁMA

Május végén megjelent az Acta Physica Hungarica II. kötetének 3. és 4. egyesített füzeté.

Az Acta Physica III. kötete 3–4. füzetének első dolgozatát Bodó Zsolt és Hantos István írták. A dolgozatban azt vizsgálták meg, hogy hogyan fedhető be szemcsés anyaggal egy sík felület. Festékiparban, vagy fluoreszcens ernyők készítésénél gyakran felmerül a kérdés, hogy milyen törvények irányítják a befedés mechanizmusát. A szerzők homogén szemcsenagyságot feltételezve elméleti úton meghatározták a befedetlen, egyszeresen, kétszeresen stb. befedett terület nagyságát adott szemcseszám mellett. A számítás mérészekkel igazolták. Majd kiterjesztették a számítás és a méréseket egyenletlen nagyságú szemcsékre is.

Horváth János dolgozata az elektron elektromágneses térben történő mozgásának klasszikus leírásával foglalkozik. A problémával számos kiváló fizikus foglalkozott már. Úttörő munkát végzett ezen a területen 1916-ban H. A. Lorentz, aki az elektron által keltett ún. saját elektromágneses térnek az elektron mozgására kifejtett hatását részletesen megvizsgálta. Tíz évvel később J. I. Frenkel az elektron saját mágneses momentumának figyelembevételével tárgyalta a problémát. A saját tér visszahatását ő azonban nem vette figyelembe. Még később Bhabha és Corben a Dirac-féle elektronelmélet alapján, a saját tér figyelembevételével tárgyalták a kérdést. Horváth János dolgozatában a téregyenleteket és a mozgásegyenleteket ugyanazon variációs elvből vezeti le. A saját tér figyelembevételénél a Riesz-féle módszert alkalmazza.

A nemrég elhunyt kiváló magyar fizikus, *Selényi Pál* posztumusz dolgozata egy egyszerű kísérleti berendezést ismertet, amellyel színes fényforrások és színes testek domináns színét és a fény telítettségének mértékét lehet meghatározni. A kérdéssel a szerző már 1939-ben foglalkozott, egy gyakorlati problémával, a sárga-fényű autólámpákkal kapcsolatban. A berendezés a különböző magyar paprikafajták vizsgálatára is alkalmas, mert az egyes paprikafajták által reflektált fény domináns hullámhossza és telítettségi foka egymástól eltérő.

A következő dolgozatban *Marx György* és *Györgyi Géza* a dielektrikum-beli elektromágneses tér energia-impulzus-tenzorára és a ponderomotoros erőre vonatkozó közös vizsgálataik eredményeit ismertetik. Ismertetes tény, hogy a mozgó testek elektrodinamikájában az erőter dinamikai sajátosságait magábanfoglaló energia-impulzus-tenzorra két különböző kifejezés szerepel. Az egyiket *Abraham*, a másikat *Minkowski* vezette be. Az előbbi szimmetrikus, az utóbbi nem. Az energia tehetetlenségének általános érvényű törvényét csak szimmetrikus energia-impulzus-tenzor elégíti ki, ezért a fizikusok nagy része az *Abraham-féle* tenzor híve. Az utóbbi időben bizonyos sugárzási problémák kapcsán a két tenzor helyességének kérdése ismét előtérbe került. A szerzők az irodalomban felvetett problémákat az *Abraham-féle* tenzor alapján tárgyalják. Eredményeik — különösen a sugárzásméleti kérdésekkel foglalkozók — magaslatos értékűek. Munkájukkal a fizika egy hosszú idő óta vitatott problémáját oldották meg, amennyiben kimutatták, hogy az eddig felmerült összes kérdést minden szempontból kielégítő módon az *Abraham-féle* tenzor alapján lehet magyarázni. Ezen túlmenően megadták a dielektrikum-beli elektromágneses-sugárzás energia-impulzus-tenzorát, ami a kvantumelméleti tárgyalás kiindulópontját képezheti.

Szamosi Géza dolgozatában a nukleonok spin-pályakölcsönhatását figyelembe véve tárgyalja az atommag héjszerkezetét. A dolgozat a Magyar Fizikai Folyóiratban már megjelent, erről annak idején beszámoltunk.

Náray Zsolt dolgozata a HF-molekula kvantumelméletével foglalkozik. Ez a dolgozat is megjelent a Magyar Fizikai Folyóirat korábbi számában, ismertetése ennek kapcsán már megtörtént.

Gáspár Rezsőnek két dolgozata jelent meg az *Acta Physica* ezen legújabb számában. Ezeket a Fizikai Szemle olvasótáborával már ismertettük, mivel mindkettő megjelent a Magyar Fizikai Folyóirat II. 1–2. számában.

Hasonló okok miatt mellőzzük ezen a helyen a folyóiratban szereplő *Horváth János* Megjegyzések a Schrödinger-egyenlet variációs módszerrel való megoldásához című dolgozat, valamint *Jordán Károlynak* a Van der Waals-egyenletre vonatkozó vizsgálatait tartalmazó dolgozat ismertetését.

Pál Lénárd dolgozata a ferromágneses kristályok energia-anizotrópiájával foglalkozik. A szerző eredményei közül kiemelendő, hogy az anizotrópia-koefficiens hőmérséklettől való függését megadja. A szerző elméletileg nyert eredményei jól egyeznek a kísérletekkel.

Tarján Imre dolgozatában a Röntgen-sugarakkal besugárzott, természetes NaCl kristályok fotoelektromos viselkedésével foglalkozik. Az irodalomban már ismertetes abszorpciós és fotovezetési effektusok mellett újabb effektusokat is talált a fotovezetésben. A Röntgen-sugarakkal besugárzott és színezett kristályok fotovezetésében a vörös, vagy kék fénnel való előzetes besugárzás után közvetlenül és pihentetés után mérve különbségek adódtak. A különbség kicsi gyenge Röntgenbesugárzás esetén, erős besugárzás esetén nagy, 40%-ot is elérhet. A szerző egy régebbi dolgozatában ugyanezt az effektust már ismertette additive színezett kristályoknál is. A jelenség megmagyarázására egy egyszerű munkahipotézist állított fel.

A »Rövid Közlemények«-rovatban szerepel *Faragó Péter*, *Gécs Mária* és *Mertz János* dolgozata. Ebben azokról a kísérleteikről számolnak be, amelyek során az atommag mágneses nyomatékának mérésében ismer-

etes oszcillátoros módszer kvantitatív mérési módszerre való alakításával foglalkoztak. A vizsgálandó anyagminta egy oszcillátor rezgőkörében van elhelyezve. Ha az atommag külső mágneses tér hatására bekövetkező Larmor-precessziójának frekvenciája megegyezik az oszcillátor frekvenciájával, akkor a minta energiát abszorbeál a rezgőkörből. A szerzők kimutatják, hogy a rezonanciahely környezetében a mágneses tér változtatása miatt megjelenő amplitúdó-moduláció a komplex szuszeptibilitás imaginárius részével arányos.

NK. I.L.

A MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT II. KÖTETÉNEK 3. SZÁMA

A folyóirat első részében három ultrahang problémákkal foglalkozó dolgozatot találunk. Az első *Tarnóczy Tamás* és *Tari László* írták »Magnetosztrikciós rezgések kimutatása és mérése kapacitív úton« címmel. A szerzők igen egyszerű módszert dolgoztak ki akusztikai rezgések amplitúdójának mérésére. Az akusztikus rezgést végző rúd, eső, magnetosztrikciós fej véglapjával szemben egy másik fémlemezt helyeztek el, így végeredményben egy kondenzátor keletkezett. A kondenzátorra egy ellenálláson át egyenfeszültséget kapcsolnak. Rezgés esetén a kondenzátor kapacitásának változása miatt feszültségingadozás lép fel az ellenállásra, ami felerősítve csővoltage-vel nagy amplitúdó diszkriminátorral mérhető. A mérési pontosság ezrelék nagyságrendű. Azonos elven működik a kondenzátor mikrofon is.

A második dolgozatot *Tarnóczy Tamás* írta, »Ultrahang intenzitásmérés mérleggel« címmel. A dolgozatban az irodalomban leírt hasonló célra készült mérőberendezések kritikája után ismerteti az általa kidolgozott mérleget. A mérleg lényegében egy egykarú emelő, amelyen egy kúp alakú tányér van. A mérleget az egyensúlyi helyzetből a kúpra ráeső ultrahang sugárnyomása billenti ki. A nyomás, az egyensúlyi helyzetet visszaállítva, kompenzációs úton mérhető. A mérési adatokat elméleti értékekkel összehasonlítva, mintegy 20%-os eltérés adódott.

A harmadik dolgozat címe: »Ultrahang intenzitásmérés kompenzációs kalorimetriával.« A dolgozatot *Szilárd János* írta, amelyben beszámol az általa kidolgozott ultrahang intenzitásmérő berendezéséről. Az ultrahang energiája áramló vizet melegít fel, ugyancsak felmelegíti a vizet egy elektromos fűtőtest is, a két részből betáplált hőmennyiségek azonosságát termoelemek jelzik. Az ultrahang teljesítménye ekkor megegyezik a fűtőtest teljesítményével, ami jól mérhető.

Tomka Pál: »Színezett és nem színezett alkálihalogenid kristályok elektromos vezetése« c. dolgozatát, amely az *Acta Physica*-ban is megjelent, lapunk más helyén már ismertettük. (Fizikai Szemle, III. évf. 58. oldal, 1953.)

Deézi Irén, *Koczás Edit* és *Mátray Tibor*: »A SrO kék sávjának rotációs analízise« című dolgozat az *Acta Phys. Hung.*-ban is megjelent, ennek során a Fizikai Szemle-ben (III. évf. 137. oldal, 1953.) már ismertettük.

Kovács István: Újabb magyar eredmények a spektroszkópia terén és

P. D. Szimova: Folyékony anyagok kombinációs szórási szinképének vizsgálata a nagy-rezgésszámú tartományban című dolgozatokat a Fizikai Szemle (III. évf. 83. oldal, 1953) számában az I. Magyar Fizikus Kongresszuson elhangzott előadások ismertetése során részletesen ismertettük.

A »Folyó irodalomból« című rovatban a kvantumelmélet egyik megalkotójának, *Erwin Schrödingernek* a cikke szerepel. A cikk címe: *Mai felfogásunk az anyagról*, mely a *Rencontres Internationales de Genève 1952.* konferenciájának és értekezleteinek anyagát tartalmazó »L'homme devant la science« című kötetben jelent meg.

A klasszikus irodalomból című rovat *Niels Bohr*: »A hidrogénatomról« című nagyjelentőségű cikket tartalmazza.

N. K. K. L.

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

III. Magyar Fizikus Vándorgyűlés,
Budapest, 1954.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat IV. közgyűlése

FELADATOK

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSA

A FIZIKAI SZEMLE IV. ÉVFOLYAMÁNAK
TARTALOMJEGYZÉKE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

**Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 111-010 ***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850**

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

III-е Совещание венгерских физиков в г. Будапешт, 1954. г.

IV-е Пленарное заседание общества физиков им. Л. Этвеша

Задачи

Обзор книг

Из успехов физических наук

Содержание IV-го тома венгерского физического журнала для педагогов
«Физикаи Семле»

A kiadásért felel: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1954. X. 2. Példányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív, 1 ábra

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 34028 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IV. évfolyam

6. szám

1954. december

III. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYŰLÉS

Budapest, 1954 szept. 22—24

MEGNYITÓ

Tartotta: GYULAI ZOLTÁN, a Társulat elnöke

Tisztelt Vendégek, Kedves Tagtársak!

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a felszabadulás óta negyedszer tartja évi beszámolóját tudományos terméséről. Ez a termés folytonosan emelkedően van, amint azt a program 88 előadása is mutatja. Az előadások számának ez az emelkedése jele annak a rohamos fejlődésnek, amit a felszabadulás óta fizikus-életünk befutott. Ezen fejlődés mögött meggondolt tudománypolitikai elgondolás és fáradtságos szervezési munka áll. Az elvi iránymutató munka a kormány, a Párt és a Magyar Tudományos Akadémia erőfeszítéseinek gyümölcse, a részletmunkákat az egyes intézmények vezetői és valamennyi beosztottja oldotta meg. Ennek a szervezési munkának legnagyobb alkotása a Központi Fizikai Kutató Intézet alapítása és felépítése, ehhez járulnak az egyes céltámogatott egyetemi intézetek és legújabbban a Debreceni Akadémiai Atommagkutató Intézet.

Ha ehhez hozzávesszük, hogy ezzel parallel nagyméretű ipari kutatóintézetek is életre keltek, jól láthatjuk azt a tervszerűséget, ami korszerűen megadja a természettudomány és ipar szerves egységének struktúráját. Ez a struktúra megadja a magyar tudományos és ipari életnek a lehetőséget arra, hogy világviszonylatban korszerű módon vegyen részt hazánk kultúrájának fejlesztésében s a lakosság életszínvonalának emelésében.

Ezen alkotómunka megtervezésében vezető politikusaink és tudományos szakembereink jelentős mértékben használták fel a Szovjetunió nyújtotta példákat.

Hogy ez a szervezés mit jelent, kitűnik abból, ha meggondoljuk, hogy az Eötvös Loránd Fizikai Társulat keretében ezelőtt 20 évvel évente 5—8 fizikai előadás hangzott el, míg ma a hetenként tartott klubestek mellett az évi vándorgyűlések előadásainak száma ennek több, mint a tízszeresére emelkedett.

Ez a nagy emelkedés az eredménye annak a mélyreható társadalmi átalakulásnak, ami szemünk előtt folyik le. Régebben is voltak egyes kiváló tudósaink, akik a szervezés fontosságát felismerték, gondolok itt a korán elhunyt Zemplén Győzőre és Eötvös mellett Selényi Pálra, azonban ezek működése elszigetelt maradt.

Ma a kutatók széles alapokon fejthetik ki tehetségüket. Négy évvel ezelőtt első ilyen akciónk volt a pécsi vándorgyűlés, melynek keretében ünnepeltük Selényi Pál világraszóló optikai kísérletének, a széles szögben divergáló fénysugarak interferenciája kimutatásának 40. évfordulóját. Ezzel az aktussal bizonyos mértékig igazságot szolgáltatottunk Selényi Pálnak az ő hajdani mellőzöttségéért. Ma már Selényi Pál nem lehet körünkben, ami Társulatunknak különös fájdalma, de megbecsüléssel és szeretettel emlékezünk meg róla.

A fejlődés jele, hogy előadásainkat több szakosztályban kell lebonyolítanunk.

Összejevetelünket azzal is tartalmasabbá akarjuk tenni, hogy most először tanszerkiállítást is kapcsoltunk hozzá.

Megköszönöm a Magyar Tudományos Akadémiának és a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetségének, hogy ez évi vándorgyűlésünk megrendezését lehetővé tette és meggyőződve arról, hogy törekedtünk kötelességünknek eleget tenni és, hogy vándorgyűlésünk a magyar tudományos élet folyamatában egy fontos láncszem, ezidei vándorgyűlésünket megnyitom.

A III. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYŰLÉS LEFOLYÁSA

1954. szeptember 22 és 24 között rendezte meg ezidén az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az immár hagyományossá vált vándorgyűlést. A vándorgyűlés színhelye Budapest volt. Az előadásokat a MTESZ Reáltanoda-utcai épületében tartották.

Ez a vándorgyűlés jellegében lényegesen különbözött az eddiektől. Mindenekelőtt meg kell állapítanunk, hogy hazai fizikus-életünk örvedetes fejlődését tükrözte az a tény, hogy több, mint 80 előadás hangzott el. Ennek megteelően a rendezőség az előadásokat három parallel futó szakosztályba sorolta be. Az első szakosztály a kísérleti és elméleti atommagfizika kérdéseivel, a kozmikus sugárzással és néhány általános kvantumelméleti problémával foglalkozott. A második szakosztályban a szilárd testek fizikájának problémaköre, a kvantumkémia, a spektroszkópia és az ipari fizikai kutatások eredményei kaptak helyet. A harmadik szakosztály előadásai különféle optikai kutatásokról szóltak. Az elhangzott előadások és hozzászólások rövid kivonatát lapunk más helyén közöljük, s így ehelyütt erre nem térünk ki.

A vándorgyűlést szeptember 22-én reggel 9 órakor *Gyulai Zoltán* professzor, a Társulat elnöke nyitotta meg. Utána *Jánossy Lajos* akadémikus tartotta meg bevezető előadását a kozmikus sugárzásról. Ebben vázolta azokat a főbb problémákat, melyek jelenleg a kutatások homlokterében állanak. Együttal beszámolt azokról a tapasztalatairól is, melyket a közelmúltban a Szovjetunióban tett látogatása során az ottani kozmikus sugárzási kutatásokkal kapcsolatban szerzett. Felhívta a figyelmet az együttműködés fontosságára és lehetőségére, ismertette azt a konkrét segítséget, melyet szovjet kutatóktól kapott és vázolta röviden a hazai kozmikus sugárzási kutatások fejlesztésének programját.

Ezen nagy érdeklődéssel fogadott bevezető előadás után kezdték meg a szakosztályok munkájukat.

Leggondosabban az I. szakosztály előadásainak témáit válogatták össze. Ezek az előadások nagyrészt egymással szerves kapcsolatban állottak és naponként más-más főtémák köré csoportosultak. A rendezőség arra is igyekezett gondot fordítani, hogy a különböző szakosztályok egy időben futó témái lehetőleg ne zavarják egymást és hogy az a hallgatóság, mely egy bizonyos meghatározott témakör után érdeklődik, ütközések miatt ne legyen kénytelen lemondani más, számára érdekes előadásokról. Sajnos, ez a tendencia nem mindig érvényesülhetett teljes mértékben és így, különösen a vándorgyűlés második napján, az előadások közti »pendlizés« néha nehézségekbe ütközött. A harmadik napon több előadás időpontját felcserélték, ami kisebb zavarokra és bosszúságra vezetett.

A rendezőség az előadások időtartamát 12 percben, az azt követő hozzászólásokét pedig 8 percben szabta meg. Bár a kiszabott idő leteltét a technika modern vívmányai szerint megépített automatikus riasztó-berendezés jelezte, alig volt előadó, aki mondanivalóját teljesen ki tudta volna fejteni és előadását a kiszabott idő alatt befejezte volna. Ez a tény újra aktuálissá tette a már ismert problémát: vajjon nem lett volna-e célszerűbb az előadásokat kissé jobban megrostálni, profilizálni, s ezáltal több időt biztosítani egy-egy előadásnak és az azt követő, sokszor termékeny vitának?

Az előadások lebonyolítása egyébként simán, fennakadások nélkül történt. 3–4 előadás után egy-egy 15–20 perces szünet biztosította a pihenést és a szűkebb körű szakmai beszélgetéseket. Mint érdekességet jegyezzük meg, hogy a hozzászólásokat magnetofon szalagra rögzítették. Az előadók nagyrésze ábrák és diagrammok vetítésével, sőt, sok érdekes demonstrációs bemutatással is tarkította előadását.

A vándorgyűlés alatt az egyik teremben a Társulat fizikai tanszerkiállítását rendezett. Ezen több egyetemi és főiskolai fizikai-tanszék, valamint neves középiskolai tanárok mutatták be nagy változatosságban azokat a javarészt házilag készített demonstrációs eszközöket és felszereléseket, melyek a fizikaoktatás minél eredményesebb megoldását hivatottak szolgálni. Az előadások szüneteiben a kiállítási terem mindig zsúfolva volt érdeklődőkkel, akik kétségkívül sok szép tapasztalattal gazdagodhattak.

A vándorgyűlés második napjának délutánján az előadások szüneteltek mindhárom szakosztályban. Ekkor a vándorgyűlés résztvevőinek lehetőségük nyílt arra, hogy csoportosan megtekinthessék hazai tudományos életünk egyik büszkeségét, a csillebérci Központi Fizikai Kutató Intézetet. A látogatás során a kartársak megismerték többek között a magfizikai, a radiológiai és a kozmikus sugárzási osztályokat. Ezt követőleg mód nyílt arra is, hogy megtekinthessék a szabadsághegyi Csillagvizsgáló Intézetet is.

Szeptember 24-én este 8 órakor a Gellért szálló dunaparti termében társasvacsora során fesz-telen és baráti környezetben gyűltek össze fizikusaink. *Gyulai Zoltán* professzor, a társulat elnöke, meglehangú pohárköszöntővel üdvözölte a Vándorgyűlés résztvevőit és buzdította további sikeres munkára a fiatal kutatókat.

A vándorgyűlés befejezését követőleg szeptember 25-én délelőtt tartotta meg az Eötvös Loránd Fizikai Társulat ezévi közgyűlését. *Valkó Endre*, a MTESZ főtitkára nyitotta meg az ülést, majd *Szigeti György*, a Társulat főtitkára tartotta meg beszámolóját. A Társulat ezévi munkáját értékelő vita után tagtársaink megválasz-

tották az új tisztikart és ezután került sor az új munkaterv ismertetésére és megvitatására.

A vándorgyűlés az elhangzott rendkívül nagyszámú és igen sok témakört felölelő előadásával, az előadások változatosságával és általában magas színvonalával, a megnyilatkozott nagyfokú általános érdeklődéssel hűen tükrözte hazai tudományos életünk rohamos ütemű, egészséges fejlődését. Ki kell emelnünk, hogy az előadások tekin-

télyes része egészen közvetlen kapcsolatban állott nagyfontosságú gyakorlati kérdésekkel, sőt, mint újszerű vonást domborítjuk ki, hogy ipari kutatómérnökeink is helyet kaptak az idej vándorgyűlés programjában.

Összefoglalva azt mondhatjuk, hogy a III. Fizikus Vándorgyűlés még az eddigieknél is jobban szolgálta fizikuséletünk fejlődésének nagy ügyét.

A VÁNDORGYŰLÉSEN ELHANGZOTT ELŐADÁSOK RÖVID ISMERTETÉSEI

Jánossy Lajos:

A kozmikus sugárzásról a Szovjetunióban

Az előadó a kozmikus sugárzás kutatásának néhány aktuális kérdéséről és ezzel kapcsolatban a Szovjetunióban szerzett tapasztalatairól, Szko-belcin akadémikusnak és munkatársainak eredményeiről számolt be.

Az első probléma a kozmikus sugárzás primérjeinek kérdése. A föld mágneses tere eltéríti a primér kozmikus részecskéket és töltésük előjelétől függően keletről vagy nyugatról enged be nagyobb intenzitást. A kelet—nyugat effektusra vonatkozó régebbi mérések alapján, amelyek nagy magasságban nem mutatnak aszimmetriát, az a felfogás alakult ki, hogy a primér részecskék pozitív és negatív töltésű elektronok. A szovjet kutatóknak, Vernovnak és munkatársainak a nyugati szerzőkkel egyidejűleg sikerült kimutatni, hogy ezek a mérések hibásak voltak és mai felfogásunk szerint a primérek legnagyobb része pozitív töltésű részecskékből, protonokból és nehezebb atommagokból áll és csak kis részük áll elektronokból.

A másik problémakör, amellyel a szovjet iskola behatóan foglalkozik, a kiterjedt záporok vizsgálá-

lata. A kiterjedt záporokat igen nagy energiájú protonok indítják el, amelyek az atmoszféra tetejére esve, különböző szekundér folyamatok révén igen nagy számban nukleonokat, mezonokat, elektronokat és fotonokat keltenek. Ezek a földfelszín magasságára érve, igen széles területre terjednek ki és ezek hozzák létre a kiterjedt záporokat.

A szovjet kutatók részletesen megvizsgálták a kiterjedt záporok szerkezetét és ezeket a vizsgálatokat igen érdekes új technikai berendezések segítségével végezték. A szovjet fizikusok kutatási programja, amely a kiterjedt záporok vizsgálatára vonatkozik, nagyon hasonlít a KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályának programjához. Ezt a tényt a szovjet kutatók örömmel üdvözlötték.

A harmadik probléma a kozmikus sugárzás eredetének sokat vitatott kérdése. Ginzburg, Sklovszkij és Terleckij szovjet kutatók, Alfvén régebbi elképzeléseinek részletes kidolgozásával és továbbfejlesztésével közel jutottak ennek a kérdésnek a megoldásához. Az elképzelés lényege az, hogy a csillagok mágneses terében a betatronokhoz hasonló módon gyorsulnak fel a részecskék. A szovjet kutatóknak sikerült ezt az elképzelést elég valószínűvé tenni.

SZAKOSZTÁLYI ELŐADÁSOK RÖVID ISMERTETÉSEI

I. SZAKOSZTÁLY

Sándor Tamás — Somogyi Antal:

(Központi Fizikai Kutatóintézet, Kozmikus Sugárzási Osztály)

Kiterjedt légizáporok hőmérsékleti effektusának mérése

A kaszkádelmélet szerint a kiterjedt légizáporok intenzitása, nem túl nagy hőmérsékletváltozás esetén, lineárisan függ az atmoszféra hőmérsékletétől. Az 1 C°-ra eső relatív intenzitásváltozás értéke

$$B = -(2\gamma - 2 - \beta)/T$$

ahol T az átlagos abszolút hőmérséklet, γ a kiterjedt záporok sűrűség spektrumában szereplő kitevő, β az ún. dekoherencia-kitevő.

B értéke kevésbé ismert, s más szerzők eddigi mérései nem terjeszkedtek ki γ és β változatlan berendezéssel történő mérésére, holott csak ily módon meghatározott B, γ , β értékekkel indokolt a fenti összefüggés kísérleti ellenőrzése. E két hiányosság kiküszöbölése volt az 1953-ban megkezdett kísérletsorozat egyik célja. 1500 mérési

óránban leszámított 106 000 zápor átlagának az atmoszféra egyes szintjeinek hőmérsékletével való egybevetése útján B értékére $-2,9 \pm 0,7$ ‰ per $^{\circ}\text{C}$ adódott. A dekoherencia kitevőt ugyanazzal a berendezéssel megmérve $\beta = 0,20 \pm 0,01$ és ezenkívül $\gamma = 1,43 \pm 0,01$ adódott. Ezek alapján a számított B érték $-2,49 \pm 0,06$ ‰ per $^{\circ}\text{C}$, jó megegyezésben a kísérleti értékekkel.

A számításnak az atmoszféra különböző szintjeinek hőmérsékletével történt megismétlése nem vezetett különböző eredményekre, aminek okát az egyes szintek hőmérsékletváltozásai közti szoros kapcsolatban találtuk meg.

*

Békéssy András — Jánossy Lajos —
Pál Lénárd

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Kosmikus Sugárzási Osztály) —

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Ferromágneses Osztály)

Megjegyzések a kaszkádelmélet diffúziós egyenletének problémájához

Abszorbensen áthaladó gyors kozmikus részecskék útjuk során energiát vesztenek és impulzusuk iránya is megváltozik. Mindkét jelenség stochasztikus jellegű. Feladat az abszorbensen áthaladt részecskék energia és irány szerinti statisztikus eloszlásának meghatározása. Az előadás a felállított különböző egyenletekkel, azok összefüggéseivel és megoldási módszereikkel foglalkozik.

*

Szamosi Géza

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete Budapest)

Nukleon mozgása klasszikus mezontérben

Általánosan elfogadott nézet, hogy a relativisztikus effektusok az atommagban uralkodó viszonyok között nem játszanak számottevő szerepet. Éspedig azért nem, mert a magot alkotó nukleonok kinetikus, potenciális kötési energiái általában jóval kisebbek a nyugalmi energiához képest. A pontos klasszikus vizsgálat azonban mást mutat. Egy skalár térben a nukleon viselkedése egészen más jellegű mint az elektroné elektromágneses térben, két nukleon közötti erős taszító kölcsönhatás lép fel a vonzó térben. A nukleon sebessége eléri a fénysebességet.

Marx György

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

Mezontér és nukleonok kölcsönhatásának szemléletes tárgyalása

A feles spinű részeket leíró Dirac-egyenletnek a nemrelativisztikus Schrödinger-egyenlettel való eltérése két potenciális energia-tagban foglalható össze. Az egyik relativisztikus korrekció, mely a Schrödinger—Gordon-egyenletnél is fellép. Ez a potenciál négyzetével arányos (l. előző előadást) és mind a skalár, mind a pszeudoskalár mezontérben mozgó nukleonok közt kishatótávolságú taszításra vezet. A második tag jellegzetes spin-effektus: Ha a részecskét az erőter pólus-jellegű forrásának tételezzük fel, ez a tag a pólus-kölcsönhatás mellett dipólkölcsönhatást is eredményez. A dipólusnak feltételezett részecskénél kvadrupólus kölcsönhatást is ad. A Dirac-részecskék tehát szükségképpen pólus-töltéssel és dipólmomentummal, vagy dipól- és kvadrupól-momentummal rendelkeznek. A töltött elektronra adódó mágneses és elektromos dipólmomentum közismert. (Utóbbitől belátható, hogy mágneses momentum mozgásából származik.) Skaláris mezontérben a nukleon pólus-töltése mellett fellépő dipólmomentum a négyessebességgel párhuzamos és magerőknél is spin-pálya-kölcsönhatás felléptét eredményezi. Érdekes a pszeudoskalár mezontérben mozgó nukleon esete. Pólus-dipólus-nukleonnak a pólus-töltése, dipólus-kvadrupólus-nukleonnak a kvadrupólmomentuma tűnik el nemrelativisztikus közelítésben. Mindkét esetben a spinnel párhuzamos dipólmomentum adódik. Végeredményben pszeudoskalár térben, nemrelativisztikus közelítésben a nukleonok közt csak dipól-dipól-kölcsönhatás (tenzorero) lép fel, függetlenül attól, hogy a pólus-vagy dipólus-nukleon hipotéziséből indultunk ki. Dyson a kétfajta csatolástípus ekvivalenciáját reprezentációelméletileg mutatta ki, gondolatmenetünk annak szemléletes magyarázatát adja.

*

Szamosi Géza

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Kosmikus Sugárzási Osztály)

Nukleonok kvantumstatisztikájáról

A nukleonok között ható kis hatótávolságú taszító kölcsönhatás figyelembevételével módosítjuk a Fermi-statisztikát, s a magot, mint nukleonokból álló gerjesztett Fermi-gázt kezelve, kiszámítjuk a gerjesztett atommagok energianívósűrűségét. A számítás eredményei jobban egyeznek a tapasztalattal, mint az említett kölcsönhatás figyelembevétele nélkül végzett számításoké.

800 KV-os kaszkádgenerátor

A KFKI Atomfizikai Osztályán megépítésre került egy 800 kV feszültségű, 4 fokozatú kaszkád generátor. Elvi kapcsolása a Greinacher, illetve Cockroft és Walton szerinti feszültség duplázó alapkapsolásból kiinduló feszültségsokszorozás. A váltakozó feszültség egyenirányítása 230 kV zárófeszültségű vákuum-szelepcsővekkel történik, amelyek egyenként 120 W fűtőteltjesítményt igényelnek. A szelepcsővek fűtésére lehetséges megoldások közül a fűtődinamókkal való volt számunkra a megvalósítható út.

Konstrukciónknál a szelepcsővek izzó katódjainak a rázkódástól való védelmét úgy biztosítottuk, hogy a szelepcsővek beerősítése a fűtőoszlopoktól szerkezetileg független kondenzátor oszlopok összekötéseit leárményoló gyűrűinél történik. A kondenzátor- és fűtőoszlopokat felül 30 cm legömbölyítési sugárral ellátott egyetlen elektróda foglalja össze, amely a tér egyenletessé tételét is célozza.

Az egyéb szerkezeti elemek legömbölyítési sugarait úgy méreteztük, hogy azok felületén a térerősség értéke 13–22 kV/cm-nél nem nagyobb.

A mért legnagyobb feszültség 750 kV volt. A nagyfeszültség mérés egyrészt az alsó 200 kV-os fokozatról egy mérőellenálláson átfolyó áram segítségével történik, másrészt a felső elektródával szemben elhelyezett rotációs voltmérővel.

*

Kálmán Gábor — Varga László

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Nagyfrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátor

Az Atomfizikai Osztályon 600 kV-os kaszkádgenerátor épül neutronforrás céljaira. A csövek fűtése nagyfrekvenciával történik. A nagyfrekvenciát a hálózatról két 100 pF nagyságrendű 100 ill. 200 kV-os kondenzátor választja le. A 100 kV-os konstrukciója: koaxiális acélelektrodák olaj szigeteléssel. Kísérleti adóval kimértük a ventilcsövek és a nagyfeszültségű kondenzátorok nagyfrekvenciás karakterisztikáit. A ventilcső fűtőteltjesítménye 120 W, ami jóval több az erre a célra külföldön használatosnál. Izzószálának ellenállása hő- és frekvenciafüggő és az izzószálnak induktivitása is van. A nagyfeszültségű kondenzátor tápvonalként viselkedik és a működési tartományban induktív. Veszteségi ellenállása 100 Ohm körül van és a frekvenciával erősen nő. Különböző kapacitív kihangolási lehetőségek közül a transzformátor mindkét oldalán való han-

golás látszott a legjobbnak. A transzformátorok légmagosak és 120/5 áttételűek. A fűtési frekvencia 200 kHz. Egy cső fűtőkörét elkészítettük és a csövet üzemi körülmények között fölfűtöttük. — Maga a generátor építés alatt van és egy fokozata elkészült. A teljes építési magasság kb. csak 2,50 m lesz.

*

Pásztor Endre — Siegler Jánosné

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Nehéz részek gyorsításánál fellépő fókuszálási és vákuum problémák

A KFKI Atomfizikai Osztályán működő 800 kV-os kaszkádgenerátorhoz építettünk iongyorsító berendezést. A berendezés rádiófrekvenciás ionforrással működik. A gyorsító elektródák és lencserendszer konstrukciójánál a jó fókuszálást és az átütési szilárdságot tartottuk szem előtt. Emellett igyekeztünk megakadályozni az ionok ütközéséből származó szekunder elektronemissziót is.

A vákuumot egy 1500 l/sec szívássebességű olajdiffúziós szivattyú szolgáltatja, amely képes az üzemi gázbeömlés, valamint szivárgások mellett is a szükséges vákuumot fenntartani.

Az építés első feladata a nagy úrtartalmú vákuumrendszer lyukmentes felépítése volt. A másik követelmény az elektródák egytengelyben való elhelyezése, amit optikai beállítás segítségével, gondos és pontos munkával értünk el.

Eddig sikerült maximum 70 μ A-es ionáramot a céltárgyon elérni. Üzemszerűen 400 kV-nál 60, 600 kV-nál 40 μ A-t tudtunk biztosítani. Eddig $\text{Li}(\text{p}, \alpha)$ és $\text{Li}(\text{p}, \gamma)$ reakciókat vizsgáltunk. Jelenleg a $\text{Li}(\text{d}, \text{n})$ reakció vizsgálata van előkészítés alatt.

*

Kostka Pál — Demeter István — Nagy Tibor

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Elektrongyorsítás

Van de Graaff-generátorral

Ismertetésre került egy szabadtéri Van de Graaff-generátor egybeépített gyorsítócsövével. A kb. 140 l. úrtartalmú vákuumrendszer feszültségbirása 850 ill. 950 kV, negatív ill. pozitív polaritásban. A gyorsítórendszer elektronágyút, előfokuszáló lencsét, 5 db hengeres gyorsítóelektrodát és wolfram targetet tartalmaz, hossza 350 cm. Evvel végeztünk gyorsítási kísérleteket μ A körüli áramokkal. Az itt szerzett tapasztalatok alapján a lencserendszeren változtatásokat kívánunk végezni, amelyek folyamatban vannak.

Ez ideig a cső feszültségbírása árammal 650 kV volt. 10–50 μA targetáramot várunk a 800–300 kV közötti feszültség intervallumban. A berendezés sajátosságainak megismerése céljából a következő mérést végeztük. Egy erre a célra készített abszorpciós padon 200 és 350 kV-os gyorsítófeszültségnél C, Al és Pb-nél az anyagvastagság függvényében megmértük röntgensugarak abszorpciós koefficiensét. 350 kV-nál az összefüggés jól tanulmányozható volt rendszámfüggésével együtt és a várt eredményt szolgáltatatta.

*

Kisdi Dávidné

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Elektromágneses Hullámok Osztálya)

A mikrotron működésének néhány kérdéséről

A mikrotron elektronoknak több MeV energiára való felgyorsítására alkalmas mikrohullámú berendezés. Gyorsítás csak egy a gyorsító feszültségre és mágneses térre fennálló rezonancia-feltétel kielégülése esetén következik be. Ez a rezonancia-feltétel azonban az időben szinuszosan változó gyorsító feszültség miatt csak azokra az elektronokra teljesül, melyek egy bizonyos fázisban lépnek be a gyorsító részbe. A gyorsító használhatóságát a jó beállítás esetén fellépő fázisfókuszálás biztosítja. A gyorsító feszültség rezonancia értékének és csúcserékének viszonyát változtatva változni fog annak a stabil fázistartománynak a nagysága, melyen belül belépő elektronok gyorsulnak. A gyorsító méretezése és beállítása szempontjából döntő fontosságú ennek a stabil fázistartománynak a vizsgálata. Ez azonban csak az elektronpályák ismerete esetén lehetséges. Különböző $V_{\text{rez}}/V_{\text{csúcs}}$ esetén grafikus módszerrel meghatároztam, hogy a különböző fázisban induló elektronok milyen fázisban lépnek be a gyorsító részbe az egymásutáni pályákon és mekkora energiákat vesznek fel. Ennek alapján meghatároztam az optimális $V_{\text{rez}}/V_{\text{csúcs}}$ feszültségviszonyt, az erre az esetre kapott stabil fázis tartomány segítségével meg tudtam becsülni a várható elektronáramintenzitást és energia-szórást.

*

Barna Péter—Groma Géza

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest) — (Központi Fizikai Kutató Intézet, Elektromágneses Hullámok Osztálya)

Egy egyszerű módszer gyors elektronok energia eloszlásának mérésére

Az energia-analizátorok egyik fajtájának, az ún. »spirál típusú«-nak működésével a következő: ha egy tekercs belsejében lévő homogén

mágneses térbe elektronokat lövünk be, azok spirál-pályára kényszerülnek. A spirál sugara és menetemelkedése a mágneses térerőtől és az elektronok impulzusától függ. Ha kijelölünk egy pályát, — amit egy blende-rendszer segítségével szoktak elvégezni, — akkor ezen különböző impulzusú elektronok haladnak keresztül. Ha a tér nem szigorúan homogén, a pályák meghatározása igen nehéz, ezért mi blendék helyett a tekercssel koaxiálisan egy hengert helyeztünk el. Erre adott mágneses tér esetén csak az egy bizonyos értéknél nagyobb impulzusú elektronok jutnak el. Így a mágnesező áram változtatásával az integrális impulzus-, és ennek ismeretében az energia-eloszlási görbe meghatározható.

Az impulzus arányos a mágnesező árammal. Az arányossági tényező egy adott berendezés esetén konstans. Az analizátor tehát egy könnyen mérhető impulzusérték segítségével kalibrálható.

A felbontóképességet a belépő elektronok szögszórása és az elektronnyaláb vastagsága, tehát végeredményben a belépőblende-rendszer geometriai adatai határozzák meg. Berendezésünkkel 1%-os felbontóképesség könnyen elérhető.

*

Cornides István — Tóth Lajos

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

Tapasztalatok és mérések egy rádiófrekvenciás tömegspektrométerrel

A rádiófrekvenciás tömegspektrométerek bizonyos előnyei miatt indokoltnak láttuk, hogy megvizsgáljuk e típus konstrukciós és mérés-technikai problémáit. Készítettünk egy három fokozattal analizáló spektrométercsövet s működését a potenciálprofilok alapján részletesen megvizsgáltuk, hogy beállíthassuk az optimális paramétereket. Kiderült, hogy a kollektor az analizálandó ionok áramán kívül általában — szekundárelektron-hatások miatt — egyéb ionok és elektronok áramát is méri. A helyes beállítást — különösen a feszültséggel való »hangolás«- esetében — kritikusként találtuk, erre nézve az irodalomban csak empirikus megállapítások találhatók.

Az eddig elért felbontóképesség kereken 20; a nitrogén és oxigén atom és molekula is jól elválaszthatók. Nehézségeink vannak egyelőre a kvantitatív kiértékeléssel. A felbontóképesség növelése érdekében megvizsgáltuk a fokozatok csatlakozásának általánosabb eseteit is. Levezetett formuláink alapján feltűnő analógia mutatkozik a rf. spektrométer s az optikai rács között, érdekesen egészítve ki a prizmás spektroszkóp-mágneses tömegspektrométer párhuzamot.

A kvantummechanikai Einstein paradoxon egy következménye

Jánossy az I. Magyar Fizikus-Kongresszuson rendszerek szuperponált állapotaival kapcsolatban a következő problémát vetette fel: Egy ernyőn két rést zárjon el egy-egy nyitható fényzár. E zárat nyissa egy-egy számláló-csővel vezérelt relé egy igen gyenge α preparátum segítségével a következőképpen: Ha az α részecske az első számlálócövet éri, nyisson az első zár, ha a másodikat, nyíljon a másik zár. Nyitáskor egy fényforrás fénye az ernyőn át essen egy fényképezőlemezre. Ezután kapcsolódjék ki az egész berendezés. Ha mindkét rés nyitva volna, a fényképezőlemezen interferenciát kellene észlelnünk; ha csak az egyik, akkor nem. Kérdés: A kvantummechanika nem vezet-e arra a képtelen eredményre, hogy interferencia mutatkozik? E komplikált berendezés helyett az alábbi hasonló problematikájú példát vizsgáltuk: Tekintsük elektronok szórását $\Psi \simeq \delta(R-R_1) + \delta(R-R_2)$ »kettéhasadt« protonon. Kérdés: Van-e elektroninterferencia? Kiderült, hogy nincs, ha azonban utólag a szórás után megmérjük a protonnak pl. az impulzusát, elektroninterferencia várható a kvantummechanika értelmében.

*

Ádám András — Jánossy Lajos — Varga Péter
(Központi Fizikai Kutató Intézet, Koszmikus Sugárzási
Osztály)

Koherens fénynyalábokban haladó fotonok koincidenciái

A szerzők megvizsgálták, hogy koherens fénynyalábokban haladó fotonok függetlenek-e. Egy fénynyaláb félig áteresztő tükörré ejtve két koherens nyalábra bomlik, ezeket egy-egy elektronsokszorozóra ejtve, mérték, hogy fellépnek-e az elektronsokszorozók között szisztematikus koincidenciák. Bebizonyították, hogy egy szokásos felbontóképességű ($\tau = 2 \mu \text{ sec}$) berendezéssel a mérés elvégezhető: ki lehetne mutatni, ha több koincidencia lépne fel, mint véletlen koincidencia.

Közvetlenül összehasonlították a koherens fényben kapott koincidenciák számát a véletlen koincidenciák számával, amelyet úgy kaptak meg, hogy az elektronsokszorozókat független fényforrásokkal (inkoherens fényvel) világították meg. A koherens és inkoherens fényben a méréseket felváltva végezték. A kétféle megvilágítást a kísérletek első periódusában kétpercenként, a második

periódusban 0,01 sec-ként váltva, hogy az esetleg fellépő szekuláris ingadozásokat kiküszöböljék. A második periódusban a váltást elektronikusan automatizálták.

A mérési adatok statisztikus analízise eredményeként arra a megállapításra jutottak, hogy szisztematikus koincidenciák nincsenek, illetve a fotonoknak legfeljebb 0,6%-a hozhatott létre szisztematikus koincidenciát.

*

Károlyházi Frigyes

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete,
Budapest)

Különböző fotonok interferenciája

Sugározzunk be monokromatikus fényvel olyan közeget, melynek atomjai gyakorlatilag nem állanak kölcsönhatásban egymással. A fellépő szórt fény irányeloszlása olyan, amilyennek klasszikusan várható, az atomok a gerjesztés fázisának megfelelő fázisban rezegnek, a hullámaik interferálnak. A kvantumelméleti tárgyalásnál feltesszük, hogy egymástól független atomok különböző fotonokat bocsátanak ki. Így az interferenciában különböző fotonok vesznek részt.

*

Neugebauer Tibor

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete,
Budapest)

Fényszórás és Hubble-effektus

Elméletileg megvizsgáljuk azt a problémát, hogy a spirálködök színeképvonalainak vörös felé való eltolódását nem okozza-e mégis valamilyen fényszórási effektus. Egy ilyenfajta elméleti értelmezhetőségnek az az első feltétele, hogy egy fénykvantum igen sokszor igen kicsiny eltérítési szögek alatt szóródjék és ezen irányeltérítések ennél fogva kiközepeledjenek. Kimutatjuk, hogy az intergalaktikus térben egy ilyen a fényszórás elméletében eddig tekintetbe nem vett effektusnak tényleg fel kell lépnie. Nagyságrendi becslés azonban azt mutatja, hogy ha feltételezzük, hogy az elektronokon való elhajlás játssza a főszerepet, akkor a várható effektus túl kicsiny, vagy pedig túl nagy elektronsűrűségeket kellene feltételezni. Ezen eredmények a fortiori vonatkoznak még nehezebb részecskékre (mezonok, atomok stb.). Érdekes eredményekre jutunk azonban neutrínók esetében. Először is könnyen elgondolható, hogy neutrínók valóban kijutnak az intergalaktikus térbe, másodszor pedig a Hubble-effektus a tárgyalt gondolatmenet alapján könnyen értelmezhető, ha a neutrínók eddig ismeretlen

állandóira vonatkozólag olyan értékeket teszünk fel, amelyek fizikailag igen plauzibilisek. Amíg tehát neutrínókról semmi közelebbit nem tudunk meg, a Hubble-effektus értelmezésének lehetősége ezen az úton elvileg nem zárható ki. A legújabb időben Finlay-Freundlich a fehér törpék színképében fellépő vöröseltolódásra vonatkozó megfigyelései és evvel kapcsolatban ter Haar és Born elméleti vizsgálatai erősen ráirányították az érdeklődést ezen problémakörre.

*

Román Pál

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

Az elektromágneses tér kvantálása egy újszerű ábrázolásban

Green és Wolf egy újabb módszerének, valamint Novobátzky egy régebbi munkájának felhasználásával a forrásokat is tartalmazó elektromágneses tér kanonikus formalizmusa rendkívül egyszerű alakban építhető fel és minden további nélkül kvantálható. — A Maxwell-egyenleteket a Lorentz-feltétel felhasználása nélkül a potenciálok segítségével átírjuk. Egy alkalmasan választott mértéktranszformációval a Fourier-térben kiküszöböljük a longitudinális teret. Ezzel egyszerűen a skaláris potenciált is sikerült az adott töltésekkel kifejezni. A fennmaradó két független változóból alkotott komplex kombináció (és annak konjugált komplexe) egyértelműen jellemzi a teret. Könnyen megkapjuk a Lagrange-függvényt, az új téregyenleteket, a kanonikusan konjugált térfüggvényeket, a Hamilton-függvényt stb. Különösen érdekes a spin meghatározása. Alkalmasan megválasztott operátorok bevezetésével a kvantálás kényelmesen elvégezhető. A kapott eredmények mindenben egyeznek a tapasztalattal és szép szemléletes értelmezéssel rendelkeznek.

*

Neugebauer Tibor

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

Fényszórás kétszeres frekvenciával

A fényszórás elméletét kidolgozzuk második közelítésben a Schrödinger-egyenlet, a relativisztikus hullám egyenlet és az n -test problémára általánosított Dirac-egyenlet alapján. (Itt fennáll az az érdekes eset, hogy egy n -test-problémát a Dirac-egyenlet alapján lehet kiszámítani.) Amint ismeretes az első közelítések mindhárom esetben ugyanazon az eredményre vezetnek, de a második közelítések már nem. A számítás egyik fontos

következménye, hogy egy kétszeres frekvenciával rezgő tag lép fel, s az innen származó szórt fény intenzitása (napfény intenzitású beeső fény esetében) a Rayleigh-szórás 10^{-15} szorosa. Ez a tag azonban egy négyzetes rezonancianevezőt tartalmaz és azonkívül a fényintenzitás négyzetével arányos, tehát a feltételek alkalmas megválasztásával erőssége sok nagyságrenddel fokozható. Azonkívül egy a megfigyelés lehetősége szempontjából igen előnyös körülmény, hogy az eredeti és a szórt vonal a spektrum egészen más tartományában van. Diszkutáljuk a perturbáció-elmélet alkalmazhatósága és a konvergencia kérdését.

*

Gombás Pál

(Műszaki Egyetem Fizikai Intézete)

A Hartree-Fock egyenletek kiegészítése az elektron-korrelációval

A Hartree-Fock-féle »self-consistent field« módszer egyik hiányossága, hogy nem ad számot az elektronok korrelációs kölcsönhatásáról. A korrelációs energia sűrűsége szabad elektronok esetében Wigner szerint

$$W = - \frac{a_1 \rho^{1/3}}{\rho^{1/3} + a_2} \rho,$$

$$a_1 = 0,05647 \frac{e^2}{a_0}, \quad a_2 = 0,1216 \frac{1}{a_0}.$$

Itt e a pozitív elemi töltés, a_0 az első Bohr-féle hidrogén-rádiusz és ρ az elektronsűrűség.

Egy egy valenciáelektron tartalmazó atomban a valenciáelektron, tehát a legnagyobb energiájú elektron korrelációs potenciálja

$$V_w = - \frac{1}{e} \frac{\partial W}{\partial \rho}.$$

Ezt a potenciált a Hartree-Fock egyenletekben figyelembevéve a módszert a korrelációval bővíthetjük és a valenciáelektron korrelációs energiáját meghatározhatjuk. Mivel a korrelációs potenciál kicsiny, ezért perturbációnak tekinthetjük és a valenciáelektron korrelációs energiáját az

$$\varepsilon = - \int V_w e \psi \psi^* dv$$

formulából számíthatjuk, melyben ψ a valenciáelektron Hartree-Fock módszerrel meghatározott sajátfüggvénye. Ily módon alkáliatomoknál a valenciáelektron korrelációs energiájára — 0,2 eV nagyságrendű értékeket kaptunk, melyek a tényleges értékekkel azonos nagyságrendűek.

Lentei Ilona

(Elméleti Fizikai Intézet, Debrecen)

A Schrödinger-egyenlet komplex megoldásai és a W. K. B. módszer

A $\hbar^2 \frac{f''}{f} + p^2 = 0$ Schrödinger-egyenlet az $f = \exp \frac{i}{\hbar} \int y dx$ átalakítással a $\frac{\hbar}{i} y' + y^2 - p^2 = 0$

Riccati-típusú egyenletbe megy át. Az itt szereplő y közelítő meghatározására a W. K. B. módszer egy sorfejtést ad meg. Összehasonlítás kedvéért hasznosnak látszik néhány konkrét esetben exakte meghatározni az y -t. Ezideig az irodalomban ilyen számítások nem ismeretesek. Lineáris oszcillátor és H-atom esetére meghatároztuk az y -t. A nyert eredmények igen tanulságosan szemléltetik a W. K. B. módszerben fellépő divergencia okát.

*

Fényes Imre

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

A W. K. B. módszer néhány elvi érdekességű alkalmazása

A W. K. B. módszer divergencia nehézségeinek megoldása a klasszikus mechanika és a kvantummechanika közti átmenet igen pontos megfogalmazását teszi szükségessé. Az előadásban a $\hbar \rightarrow 0$ formálisan értelmezett határátmenet helyett gyakorlati számításokra is alkalmazható határátmenetet adunk meg. Alkalmazásként a Bohr-elmélet és a statisztikus atommodellnek a hullámmechanikához való viszonyát fogalmazzuk meg. Ez oly módon történik, melynek keretében hibabecslés mindig lehetséges.

*

Román Pál

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

A megmaradási tételek és a kvantummechanika operátorai

Egy rendszer dinamikus viselkedését mind a pontkvantummechanikában, mind az erőterek elméletében megfelelő operátorokkal jellemezzük. Ilyenek elsősorban az impulzus, az energia, a pályamomentum, a spin és a négyesáram operátorai. Ismeretes azonban, hogy a pontkvantummechanikában ill. az erőterek kvantumelméletében ezeknek az operátoroknak nemcsak alakja, hanem definíciója is lényegesen különböző. A

megmaradási tételeknek a rendszer invarianciatulajdonságaiból történő levezetése azonban lehetővé teszi, hogy az összes dinamikus mennyiségeket teljesen általánosan, egy variációs kifejezés segítségével definiáljuk. Ebből a Lagrange-függvény konkretizálásával kapjuk a pontkvantummechanika ill. az erőterek elméletének szokásos operátorait. A módszer többek között lehetővé teszi a spin szabatos leválasztását is. Az eljárás magasabbrendű Lagrange fv. esetében is jól alkalmazható. Az általunk vázolt eljárás előnyek kettős: részben teljesen egységesen szolgáltatja minden esetben a dinamikai mennyiségek operátorait, részben pedig lényegesen egyszerűbb, mint az a csak korlátozott hatóerejű módszer, melyet az erőterek elméletében használnak s mely a T_{ih} kiszámításán alapszik.

*

Fényes Imre

(Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

A kvantummechanika lehetséges valószínűségi mezőinek vizsgálata

Neumann, a Born-féle hipotézis általánosításaként, egy kvantummechanikai valószínűséget definiált. A valószínűségnek ebből az értelmezéséből következik az a két híressé vált megállapítás, hogy: 1. csak olyan fizikai mennyiségekről lehet egyidejű valószínűségi kijelentést tenni, melyek operátorai felcserélhetőek; 2. a kvantummechanika rejtett paraméterekkel nem magyarázható. Az előadás első részében a Neumann-féle matematikai formalizmust a valószínűségszámítás Kolmogoroff-féle rendszerére képezzük le. Ily módon Neumann fenti két tétele aránytalanul egyszerűbben bizonyítható. Az előadás második részében egy olyan valószínűségi mezőt adunk meg, mely a Schrödinger-egyenlettel összhangban van, de amelyben a Neumann-féle tételek nem érvényesek.

*

Bozóki György — Fényes Ervin

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Kozmikus Sugárzási Osztály)

G. M. csövek megszólalási valószínűségének vizsgálata

A GM-csővek megszólalási valószínűségének mérésére eddig alkalmazott legjobb módszer a Jánossy és Rochester által kidolgozott, majd Jánossy és Kiss által továbbfejlesztett eljárás volt. Ezzel a megszólalási valószínűség 99,3

százalékosnak adódott, szemben az elméletileg várható 99,9 százalékkal. Ennek az az oka, hogy a megszólalási valószínűség mérésénél az oldalzáporok, továbbá szóródó részecskék és fotonokat tartalmazó záporok zavaró hatása következtében a megszólalási valószínűség értéke a valóságos értéknél kisebb lesz. A Jánossy és munkatársai által eddig használt berendezés az oldalzáporok hatását kiküszöbölte. Nem szüntette meg azonban a részecskék szóródása, valamint a fotonokat tartalmazó záporok által okozott zavaró hatásokat.

Ezeket mi úgy küszöböltük ki, hogy 10 cm-es Pb abszorbens réteget helyeztünk a GM-csővek közé. Így a megszólalási valószínűség mérését az áthatoló komponenssel végeztük. Az alkalmazott holtidő rövidítő kapcsolás a GM-csővek holtidejét 30 μ sec-ra csökkentette le.

Ezzel a készülékkel mérve az adódott, hogy a GM-csővek megszólalási valószínűsége ionizáló kozmikus sugárzási részecskékre 99,9 százaléknál szignifikánsan nagyobb, jó egyezésben az elméletileg várható értékkel.

*

Kiss Dezső — Szivek János

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Kozmikus Sugárzási Osztály)

Univibrátorok holtidejének mérése

A kozmikus sugárzási mérésekkel kapcsolatban szükségessé vált GM-jellel vezérelt (kioltó) univibrátorok holtidejének meghatározása. A szerzők kidolgoztak egy aránylag egyszerű és gyors módszert, amely általában alkalmas különböző típusú univibrátorok holtidejének meghatározására. A mérendő univibrátort kettős impulzusokkal vezérlik; az impulzusok időbeli távolsága és amplitúdója változtatható. Az univibrátor kimenetét oszcilloszkóppal vizsgálva egyszeres vagy dupla univibrátor jelek láthatók annak megfelelően, hogy a vezérlő impulzusok távolsága a holtidőnél kisebb vagy nagyobb. E módszerrel több univibrátor típuson végeztek méréseket és megállapították, hogy kis vezérlőjel-amplitúdó esetén a holtidő sokkal nagyobb. Ez az effektus kérdések fellépésére vezethet akkor, ha a vezérlő jel első frontja nem nagyon meredek. Ilyenkor ui. a holtidő második szakaszában (a visszabillenés után) érkező lökések csak nagyobb amplitúdó esetén tudják beindítani másodszor az univibrátort; ezen nagyobb amplitúdó eléréséhez viszont hosszabb időre van szükség. Az amplitúdó-függés kvalitatíve magyarázható azzal, hogy visszabillenés után a rácsfeszültségek nem nyerik vissza azonnal normális értéküket.

Haiman Ottó

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Radiológiai Osztály)

Kis neutron-intenzitások mérése számlálással

Az előadás kis neutron-intenzitások mérésénél fellépő problémákkal, nevezetesen aktiválás, valamint közvetlen számolás alapján működő számlálási módszerekkel, gázmultiplikációs csövek felhasználásával és a munka során szerzett tapasztalatokkal foglalkozott.

*

Náray Zsolt

(Központi Fizikai Kutatóintézet, Kozmikus Sugárzási Osztály)

Vizsgálatok fotomultiplierek jel/zaj viszonyának növelésére

Elektronsokszorozók segítségével vizsgálható minimális sugárzási energiák nagyságát a jel/zaj viszony erősen befolyásolja. A kis sugárzási energiák vizsgálatára a gyári elektronsokszorozók jel/zaj viszonyának csökkentése szükséges. Méréseink keretében a fenti célkitűzés megvalósítására alkalmas eljárásokat vizsgáltuk meg.

*

Keszthelyi Lajos — Zsoldos Lehel

(Eötvös Lóránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest)

Szcintillációs dózismérés fotografikus úton

Megvizsgáltuk, hogy érzékenyíthető-e a fotografikus dózismérés a lemez fölé helyezett szcintilláló kristállyal. Antracén kristályt és Agfa-Röntgen-Duro filmet használva azt tapasztaltuk, hogy ilyen módon a dózismérés érzékenysége kb. egy nagyságrenddel megnövelhető 50 mr, a napi tolerancia dózis jól mérhető (a feketedés ekkor 0,2–0,3, az előhívótól függően).

*

Böloni Gyula

(Csepel Autógyár)

Sugárzó izotópok szerepe az ipari anyag vizsgálatban

Az előadó nagyvonalakban ismertette azokat az anyagvizsgálati problémákat, amelyeket sugárzó izotópok alkalmazása hivatott megoldani. Fizikai intézetek segítségével ipari üzemek számára, e kérdések megoldásában igen kíváncsian lenne.

(Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen) —
(Kriptongyár, Miskolc) —
(Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen)

A levegőből iparilag nyert krypton radióaktív szennyeződése

A levegő cca 10^{-6} térfogatrészt kryptont tartalmaz. A krypton levegőből történő ipari előállításakor mintegy milliószoros dúsítást érnek el. Ismeretes, hogy a levegő mindig tartalmaz kisebb-nagyobb mennyiségben radont, valamint a kísérleti atombombabarobbanásokkor a légkörbe szétosztott hasadási termékeket. A levegő radontartalma 10^{-13} – 10^{-14} Curie/liter körüli érték. A szerzők helyszíni méréseket végeztek a Miskolczi Kriptongyár területén. Méréseik alapján arra következtettek, hogy a krypton előállításával egyidőben valamilyen radioaktív anyag is feloldul. Ennek azonosítása felezési idejének meghatározásával történt, amit egy 85 atmoszférai nyomáson 0,965 kg kryptonmal frissen töltött palackon végeztek. A felezési időre $T = 3,92 \pm 3\%$ nap adódott, ami jó egyezést mutat a radon irodalmi értékével. ($T = 3,825$ nap.) A mérések alapján nyilvánvaló, hogy a krypton gyártása folyamán radon dúsul fel. Meghatározták továbbá a Kr 1 kg-jára vonatkoztatva a radon szennyezést milliCuriekből rádiummal való összehasonlítás útján. A mérések alapján egy kg krypton szennyezése a letöltés idejekor $0,083 \pm 5\%$ milliCurie volt. Más radioaktív terméket a mérések nagy érzékenysége ellenére sem tudtak kimutatni.

*

Tari László

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Radiológiai Osztály)

Kéz és láb rádióaktív szennyeződését mérő készülék

Előadó a rádióaktív laboratóriumi dolgozók egészségvédelmére, valamint a mérőhelyiségek és környezet elszennyeződésének megelőzésére olyan állandóan üzemkész ellenőrző készüléket dolgozott ki, amely automatikusan, egyidejűleg 5 csatornában (2 kézfej, 2 tenyér és talpak) méri az esetleges béta- és gamma-aktivitást. A gombnyomásra indított automatizált mérési idő elteltével a beütésszámokat minden egyes csatorna önállóan regisztrálja, majd beállítható kiértékelési idő után az adatokat törli és a következő mérésre válik üzemkésszé.

Ember György

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Radiológiai Osztály)

Hordozható GM-csőves sugárvédelmi készülék

Az előadó ismertette a hordozható GM-csőves készülékkel szemben támasztott követelményeket. A GM-csőves táplálására szolgáló nagyfeszültség előállításának módszerei. Az időegységre vonatkoztatott beütésszám mérését és a kifejlesztett műszertípusokat tárgyalta, továbbá a felhasználási lehetőségeket tárgyalta.

*

Erő János

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Rádiófrekvenciás ionforrás energia- spektruma

Az utóbbi időben egyre elterjedtebben alkalmazott rádiófrekvenciás ionforrásokból kilépő ion-sugár energiájára nézve kvalitatív megfontolások tehetők. Ezek szerint az ionok energiája jó közelítéssel a kiszívó feszültségnek felel meg, az energiaszórás pedig néhány V nagyságrendű. Az energiaspektrummal kapcsolatban egyedül Thoneman végzett méréseket, de ő csak az energiaszórást mérte meg egy speciális esetben. Az általam végzett mérések során a teljes energiaspektrumot kívántam megvizsgálni üzemi körülmények között működő ionforrásnál. E célból egy 127° -os, elektromos eltérítéssel dolgozó energia-analizátort készítettem. Közepes sugara 160 mm, felbontóképessége 160. A készülék konstansát számítással és hitelesítő méréssel határoztam meg. A két érték 0,5 százalékon belül megegyezett. Az energiaspektrumot vizsgálva megállapítható, hogy az ionok energiája valóban a kiszívó feszültség közelében van, az energiaszórás azonban csak kis ionáramok esetében egyezik meg a Thoneman által mért 40–50 V-os értékkel. Növekvő áramerősségnél a szórás 2–300 V lesz. A kiszívó elektróda feszültségének oszcilloszkópos vizsgálata megmutatta, hogy a szórás növekedésének oka a feszültség szabálytalan időközökben bekövetkező impulzus szerű csökkenésében keresendő.

*

Roósz József — Várkonyi Lajos

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Két ionforrás típus kísérleti összehasonlítása

Thoneman és Olphant féle ionforrásokat vizsgáltunk meg és hasonlítottunk össze. Ismertetjük nagy vonalakban a két fajta ionforrás összehasonlítását és működési viszonyait.

A Thoneman-féle rádió-frekvenciás ionforrásból néhány száz μ A-es ionáramot kaptunk. Ez az érték azonban igen sok paramétertől függ. A célunknak megfelelő ionáramot sikerült elérni és az ezen áramnak megfelelő üzemi adatokat rögzítettük.

Az Oliphant-féle nagyfeszültségű ívkisüléssel ionforrással végzett mérések azt mutatták, hogy ebből a típusból nagy áramokat lehet kivenni. Méréseinket csupán 100 μ A ionárammal végeztük, mert berendezésünk nagyobb áram hosszabb ideig tartó kivételét nem tette lehetővé. A felvett görbék azonban azt mutatják, hogy az áram meredeken növekszik a gáznyomás és a feszültség függvényében. Telített állapot csak kevés gázbeömlés és egészen kis feszültség (10 kV) mellett mutatkozott.

A mérések és tapasztalatok alapján levont következtetés: Mindkét típusú ionforrás kiváló tulajdonságokkal rendelkezik, de felhasználhatóságukat nagymértékben a kívánt célok és a helyi adottságok határozzák meg.

*

Szentpétery Imre

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Deutérium analízis tömegspektrográffal

Egy Nier-féle, 60°-os mágneses eltéréssel rendelkező tömegspektrográf épült. Az eltérés sugara 150 mm. Eddig elért felbontóképessége 50. Ionforrásában a gázmolekulák elektronokkal ütközve ionizálódnak. Az ionáramot csőelektrométerrel mérjük.

Deutérium analízishez a vízmintát vákuumban, forró cinken redukáljuk és a felszabaduló hidrogént vizsgáljuk. Kicsiny koncentrációjú minták esetében a 2 és 3 tömegszámú ionok áramát hasonlítjuk össze; az arány ismeretében a vízminta D_2O koncentrációja könnyen kiszámítható.

Sűrűségmérésekhez képest mintegy 10%-os szisztematikus hiba mutatkozott. A mérések véletlen hibája körülbelül 4%-ra tehető. A következőkben a hibaforrások kiküszöbölése és a készüléke felbontóképességének növelése a célunk.

*

Czike Kálmán — Fodor Józsefné

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Atomfizikai Osztály)

Deutérium/hidrogén szeparációs tényezőjének vizsgálata víz elektrolízisnél

Kísérleteink során megállapítottuk, hogy a szétválasztási tényező, egyébként azonos körülmények között (Ni katód, 0,5 n KOH, 1, 2 A/cm², 15–16 C°) függ:

a) a katód anyagától, (Ni: a 8, 0, Fe: a 6,6, C: a 6,3 nikkelezett vas a 7, 8),

b) a hőmérséklettől (t 15–16 C°: a 8,0; t 55–56 C°: a 4,9),

c) a koncentrációtól (0,5 n KOH-nál a -nak maximuma van),

d) az elektrolit minőségétől KOH a 8, 0, K_2SO_4 a 3,7)

A szeparációs tényező gyakorlatilag független:

a) az elektródák alakjától, felületétől és térbeli elhelyezésétől

b) az áramsűrűségtől

c) lúgos közegben a lúg minőségétől.

A kicserélődési reakció ($H_2 + HDO \rightleftharpoons HD = H_2O$) csökkentése a keveredés megnövelésével nem sikerült sem U alakú edénnyel, sem átlyukasztott elektródákkal. A keveredés megakadályozása α -t lényegesen csökkenti (α 6,4) α értékében elkövetett hiba 4, 0. Kiindulási csapvizünk analízisével megállapítottuk, hogy a D/H arány 1 : 6.980 \pm \pm 160, ami 0,016 százalék D_2O -nak felel meg.

*

Horváth Miklós

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Elektromágneses Hullámok Osztálya)

Jelalak vizsgálata protonok mágneses nyomatékának mérésénél

A magnyomatékmérésre használt berendezés indukciós elven működik és vele a diszperziós és abszorpciós jelet külön-külön ki lehet mutatni. A jelek alakja egyrészt anyagi állandóktól: a relaxációs időktől függ, másrészt az előállítás körülményeitől: a gerjesztő rádiófrekvenciás tér amplitudójától, a moduláló tér amplitudójától és frekvenciájától. Matematikailag Salpeter foglalkozott legrészletesebben a jel-alak problémával; megadta a különböző jelalakok előállításának feltételeit, kiszámította a jelgörbékét és vizsgálta az amplitudókat.

Mivel a irodalomban nem található a számítás eredményeinek kísérleti igazolása, ezt tűztük ki célul. Vízben levő protonok jelét vizsgáltuk. A relaxációs időt sáv szélességméréssel, ill. Drain módszerével határoztuk meg. Előállítottuk a Salpeter-esetek legnagyobb részét, majd a gerjesztő térnek, a moduláció amplitudójának és frekvenciájának függvényében mértük a jelek relatív amplitudóját. A mérési eredmények jól egyeznek a számításokkal.

II. SZAKOSZTÁLY

Gyulai Zoltán

(Építőipari Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézete,
Budapest)

NaCl tűkristályok plasztikus deformációja

A NaCl tűkristályosok rugalmasan nagymértékben görbíthetők, de plasztikusan is nagymértékű elgörbítéseket bírnak el. A tűkristályoknál az a meglepő új vonás lép fel, hogy a plasztikusan elgörbített kristályok húzással újra kiegyenesíthetők; ezzel szemben nagyméretű (víz alatt) deformált NaCl kristályok már nem egyenesíthetők ki.

A tűkristályok húzásra jelentékenyen képesek megnyúlni, (több mint 10 százalékkal). A plasztikusan deformált kristályok melegítésre kiegyenesednek, amely jelenséget mint rekrisztallizációt lehet értelmezni. E jelenség jelentősége abban van, hogy rajta pontos mérések végezhetők. A jelenségeket mikroszkópiai felvételek szemléltetik.

*

Tarján Imre — Turchányi György —
Újhelyi Sándor

(Egyetemi Orvosi Fizikai Intézet, Budapest)

Szerves és szervetlen kristályfoszforok előállítása szcintillációs számlálókhöz

Jelen beszámoló antracén és NaJ(Tl) egykristályok előállításáról szól. A szerzők 2–4 cm átmérőjű, 2–6 cm hosszú kristályokat növesztettek a tégelysüllyesztés és Kyropoulos módszerrel. A kristályok elérik a külföldi kristályok minőségét. A növesztési eljárást tökéletesítették, amely sikerrel alkalmazható más egykristályok előállításánál is.

*

Náray-Szabó István — Sasvári Kálmán

(Építéstudományi Intézet) —
(Hiradástechnikai Ipari Kutató Intézet)

Kettős oxidok rácsszerkezete és izomorfája

Mitscherlich óta sok változáson ment át az izomorfia fogalma. Egyikünk¹ 1942-ben adott új meghatározása szerint izomorfok azonos vagy kevésbé deformált (illetve módosult) aniónrácsos alapuló vegyületek, ha azonos előjelű és hasonló nagyságú ionokból állnak. A 20-as évek óta terjed

¹ Náray — Szabó Naturwiss. 1943.

az a felfogás, hogy különböző vegyértékű kationok is helyettesíthetik egymást, ha sugaruk közel áll egymáshoz. Kordes szerint pl. a MgO , LiFeO_2 , Li_2TiO_3 mind kősórácsuak, mert a Li, Mg, Fe, és Ti kationok sugara majdnem azonos. Kimutatjuk, hogy a litiumferrit négyzetes, a cella egyik éle a MgO -ének kétszerese; a LiCrO_2 (új vegyület) is négyzetes, mindkét éle kb. kétszerese a MgO -ének. A Li_2TiO_3 köbös, de az elemi kocka éle a MgO -ének kétszerese, a szerkezet a kősóhoz hasonló. Mindezekből keletkezhetnek elegykristályok, mert az összes felsorolt vegyületek testvérszerkezetek. A Pauling-elv azonban így is fennáll, tehát a kationok eloszlása nem vagy csak részben statisztikus.

*

Sándor Endre — Csordás László

(Eötvös Lóránd Tudományegyetem, Fizikai Intézete,
Budapest)

A nátriumtioszulfát kristályrácsa

A vizsgálatok Weissenberg-féle mozgófilmes eljárással történtek. A méretbeli egyenetlenségek zavaró hatásának kiküszöbölésére a vizsgálatokhoz gömb alakúra koptatott 0,5–1 mm átmérőjű egykristályokat használtunk. A gömbalakú kristályok orientálására kidolgoztunk egy röntgendiffrakciós direkt módszert, amellyel bármilyen kristály beállítható a kívánt irányba. A módszer négyes Laue-felvételek készítésén alapul, minimális segédeszköz kell hozzá, és az elérhető beállítási pontosság a foltok élességétől függően néhány szögperc. A Weissenberg felvételek foltkoordinátáit komparátorral mértük 0,01 mm pontossággal, s e mérési adatokból a cellaméreteket a Cohen-féle analitikus extrapoláció módszerének monoklin kristályra és Weissenberg felvételre átdolgozott változatával számítottuk ki. Ez a módszer tekintettel van minden szisztematikus hibaforrásra (hibás kamraméret, filmsugorodás, excentricitás, abszorpció), azonkívül módot ad a mérési adatok szórásának figyelembevételére is. A vizsgálatok eredménye alapján a kristály tércsoportja: $P2_1/a$, az elemi cella paraméterei pedig: $a = 7,56 \text{ \AA}$, $b = 21,60 \text{ \AA}$, $c = 5,91 \text{ \AA}$, $\beta = 103^\circ 58'$. Az elemi cellában négy fixíró molekula van. A kapott eredmények jól egyeznek a morfológiai tengelyarányokkal.

*

Pál Lénárd

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Ferromágneses Osztály)

Domen-fal eltolódások dinamikája

Váltakozó mágneses terekben a domen-falak eltolódását fékezi a domen-szerkezettől jelentős mértékben függő ama mágneses tér, amelyet

éppen a domen-falak elmozdulásával kapcsolatos lokális fluxuxváltozás hoz létre. A domen-fal mozgását eme lokális örvényáramoktól származó fékező téren kívül még egyéb erők is akadályozzák. Ennek az lesz a következménye, hogy a domen-fal mozgását az így fellépő tranzverzális mágneses tér is fékezni fogja. Mi kizárólag csak a ferromágneses anyagok szkineffektusát kívánjuk vizsgálni a domen-fal szerkezetére vonatkozó minden különösebb feltevés nélkül. Legyen adva valamilyen vékony lemezalakú ferromágneses anyag. Ha a kérdéses anyag mágnesesen nem homogén, akkor a permeabilitás frekvencia-függését körülményesebb meghatározni mint homogén esetben. Tegyük fel, hogy vizsgálandó lemezünkben csak Bloch-féle szomszédságok alakulnak ki. Elemi számításokkal meghatározhatjuk a k-k domen-falra ható térerősséget. Ez a térerősség egyrészt az alkalmazott külső térerősségből, másrészt a saját és a többi domen-fal mozgásából származó térerősségből tevődik össze. A kísérleti adatok átszámításával a permeabilitásnak a mágneses inhomogenitással kapcsolatos része különválasztható. Az elméleti számítások kvalitatíve egyeznek a mérési eredményekkel.

*

Lengyel Béla

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Radiológiai Osztály)

Ferromágneses fémporok vagy ötvözeteik előállítására tetszőleges finomságú eloszlásban organikus sókból

Térfogati magnetostriktív és általános jellegű mágneses vizsgálatokhoz ferromágneses fémeket és ötvözeteiket igen finom szemcséjű porállapotban állítottunk elő $\text{Me}(\text{COOH})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ hangyasavas sókból (formiatok) ahol Me jelenti a Fe, Ni, Co fémek valamelyikét. Tekintettel arra, hogy ezen fémek mind rhombikus táblákat képezve kristályosodnak, isomorph kristály-keverékek állíthatók elő, melyek a különféle fématomok legtokéletesebb keverékét képezve, módot adnak tetszőleges összetételű binár és ternár ötvözet-porok kényelmes elkészítésére. A fémek elbontása és redukciója 350–400 C-én történt hidrogén áramban 3–4 óra hosszat. A finom eloszlású fémporok erősen pyroforosak. Elektromikroszkóp felvételeken 26 000–38 000-szeres nagyításban bemutattuk ezen porok szemcsealakját és eloszlását és összehasonlítottuk más ipari úton nyert hasonló fémporokkal. Ezen kutatások egyik új eredménye, hogy sikerült a könnyen Fe (III) alakba oxidálódó Fe (II) formiátot igen tisztán nagy mennyiség készítésére alkalmas és olcsó eljárással előállítani. A második új eredmény, hogy ezen eljárás alkalmazható az alumíniumgyártás hulladékát képező igen nagy mennyiségben rendelkezésre álló vörösiszap feltárására, ami által az Fe vagy Fe Ni, Fe Co ötvözet porok előállítására felhasználható lenne.

Boronkay A. Dénes — Trummer István

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai Osztály)

Elektronikus észlelő és mérőberendezés monokromátornak spektrofotométerré való kiegészítéséhez

Az YM–2 szovjet monokromátort igen célszerűen lehet a látható színekterületen abszorpciós spektrumok felvételéhez felhasználni. Kiegészítésül hazai gyártmányú fotocellákkal precíziós fotométert állítottunk elő. Készülékünk hálózati táplálású és tartalmazza a cellák stabilizált anód-feszültségforrását, egy feszültségkompenzátor, az indikáláshoz szükséges erősítőt és optikai hangolászjelzőt (varázsszem).

A készülék működése a következő. A fotocella árama egy munkaellenálláson feszültségesést hoz létre. Ezt a feszültséget kompenzáljuk és a kompenzációs hibát egy vibrátor segítségével az erősítőbe vezetjük. A felerősített jellel vezéreljük a hangolászjelzőt, mely ily módon a kompenzáció indikálására szolgál.

A készülék leolvasási pontossága 0,5% transzmisszió, 1–5 μ spektrumsáv szélesség mellett. Az egész összeállítás pontossága — egy Beckman DU spektrofotométerrel összehasonlítva — a transzmisszió abszolút értékének 0,5%-án belül van.

*

Dullien Ferenc

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai Osztály) — (Műszaki Egyetem Fizika-kémiai Tanszéke)

Korszerű nagy fényerejű megvilágító műszer kismennyiségű anyagok kombinációs szóródási (Raman) színeképének felvételére

A szerző egy hazai viszonyok között megvalósítható Raman-spektroszkópiai laboratórium kifejlesztésére irányuló munkájának néhány kérdéséről számolt be. Legfontosabb követelmények: csekély igen nagytisztaságú anyagmennyiség, a lehető legrövidebb expozíciós idő és ezek mellett a felvétel jó minősége. Mindezeket a követelményeket sikerült kielégíteni.

Az anyagot néhány tizedmilliméter belső átmérőjű, kb. 15 cm hosszú, planparallel ablakokkal ellátott kapilláris csőbe helyezük. A kapillárist légszűrő- és hűtőköpeny veszi körül. A megvilágítóberendezés négy darab higanylámpából áll, amelyeket egy-egy konjugált fókuszú ellipsziskeresztmetszetű tükrök fókuszvonalába helyezzük el. A közös fókuszban van a kapilláris cső. Az

expoziációs idő 5–10 perc. A kapilláris kilépő vége a spektrográf részéhez a legközelebb van elhelyezve. A spektrográf hatásos kivilágítása független a cső átmérőjétől, feltéve, hogy a cső kilépő vége betölti a kollimátor cső nyílásszögét.

*

Bardócz Árpád

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai Osztály)

Egyetemes beállíthatóságú elektronikus vezérlésű spektroszkópiai szaggatott ívgerjesztő

A tudományos és gyakorlati spektroszkópiai munkában sok esetben nehézséget okoz az a körülmény, hogy a szaggatott ív gerjesztő energiája az erős hőfejlődés miatt nem a kívánalmaknak megfelelően állítható be. Az egyik nehézség abban áll, hogy az erős felmelegedés az elektródokban nem kívánt változásokat okoz. A másik nehézség abból adódik, hogy erősen felhevült elektródok esetében, a termoionos hatás következtében, az elemzőköz vezérelhetősége megszűnik. Az újonnan bevezetett elektronikus vezérlés fenti nehézségeket teljes egészében kiküszöböli. Az utóbbi vezérlési mód lehetővé teszi a tetszőleges gerjesztő-energiákkal való munkát, mert az időegységre eső kisülések száma tetszőleges határok között változtatható. Hasonló berendezés működtetése elektronikus vezérlésű nagyfeszültségű szikragerjesztő segítségével előállított nagyfrekvenciás áramokkal történik. A szikragerjesztőt változtatható rezgésszámú impulzusgenerátor vezérli.

*

Varsányi Ferenc

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai Osztály)

Egy új oldatos spektroszkópiai elemző eljárás

Ismeretlen metallurgiai eredetű, durva szövetű, inhomogén és más különleges próbák spektroszkópiai elemzésénél célszerű a mintákat feloldani, és a nyert oldatokat gerjeszteni.

Az előadás olyan új spektroszkópiai oldatgerjesztő eljárást ismertet, amely a korábbi eljárások egyes hátrányait kiküszöböli. Az eljárás alapelve a következő: vízszintes síkban elhelyezett, lassan forgó tengely végére sugárirányban egy vagy több szénpálcika van felerősítve. Forgás közben a küllőszerűen elhelyezett szénrudacsák vége az alattuk elhelyezett vizsgálandó oldatba

merül, majd továbbfordulva lassan elhalad a ellenelektrod előtt és ekkor történik az oldat gerjesztése. Az elrendezés lehetővé teszi, hogy a vizsgálandó oldattal benedvesített elektródokat a tulajdonképpeni gerjesztés előtt különleges hatásoknak vessék alá, pld. előszikráztatásnak, vagy szárításnak.

Ezzel az eljárással platina-ródium ötvözetek elemzésénél ismert összetételű oldatok vizsgálata alapján számított átlagos elemzési hiba $\pm 2,8$ százaléknak adódott. Azonos oldatról készített sorozatfelvétel tanúsága szerint az átlagos megismételhetőség $\pm 1,8$ százalék volt.

*

Szalkay Ferenc

(Hiradástechnikai Ipári Kutató Intézet)

Üvegek spektroszkópiai mennyiségi elemzése

Az előadás a következő témákkal foglalkozott: A teljes mennyiségi elemzés problémái. Az ívben lejátszódó folyamatok anód- és katódgerjesztés esetén. A desztilláció kérdése. A fényintegrátor. A gerjesztő berendezés. Az anyag előkészítése, a felvétel és kiértékelés módja. Az eljárás pontossága.

*

Pauncz Rezső

(Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete)

Egy új kvantum-kémiai közelítő módszer teljesítőképességének vizsgálata

Az újabb kvantum-kémiai közelítő módszerek közül igen érdekes *W. Moffitt* azon kezdeményezése, amely a molekula-problémában szereplő integrálokat szétválasztja atomi és kölcsönhatási részekre, az elsőben előforduló atomi energia értékeket a spektroszkópiából veszi és csak a második számításánál használja a szokásos közelítő függvényeket.

A vizsgálat célja az volt, hogy a Moffitt-módszert egy olyan modell-vegyületen próbálja ki, ahol az összes szükséges számítások exaktul végrehajthatók (H_2 molekula). A módszer alkalmazása igen jó eredményre vezetett, a kérdés további vizsgálata azonban azt mutatta, hogy a jó eredmény tisztán véletlen következménye. A Moffitt-módszer eredeti gondolatmenetének megfelelő exakt variációs függvény használata tisztázta ezenkívül a közelítésnél használt ún. ionos függvény szerepét is.

A Sommerfeld-féle polinom módszer egy általánosításáról

Kimutatták, hogy bizonyos típusú kvantummechanikában fellépő saját-értékproblémáknál a polinom módszer egy általánosítása segítségével a sajátérték számítható és a számítási hiba is becsülhető. Az általánosítás lényege, hogy a differenciálegyenlet megoldása normálható, amennyiben a megoldásfüggvény hatványsorának együtthatói »elég gyorsan« csökkennek. Ennek segítségével az elektromos térbe helyezett dipolus-rotátor egyes kvantált energianívóit határozták meg, a térerősség függvényében. A számítás pontosabb Debye más úton nyert eredményénél.

*

Scari Ottó
(Központi Fizikai Kutató Intézet,
Spektroszkópiai Osztály)

A BiO-molekula színeképének vizsgálata

A BiO-molekula sávok színeképi szerkezetének vizsgálatát emisszióban már régebben, abszorpcióban pedig újabban végezték el. A kétféle úton nyert eredmény csak erőltetetten egyeztethető össze. Vizsgálataim kiterjedtek az emissziós színekép több sávjának rotációs finomszerkezetére is. Ezek alapján sikerült több molekulaállandót az eddiginél nagyobb pontossággal meghatározni és új molekulaállandókat is meg lehetett adni. Jelen vizsgálatok lehetővé teszik az abszorpcióban és emisszióban észlelt sávrendszerek közötti kapcsolat értelmezését.

*

Láng László — Falta Éva
(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai
Osztály)

Fenantrén származékok elnyelési színeképe

Az orientált fényelnyelés elméletét továbbfejlesztve az elmélet tételei angulárisan kondenzált szénhidrogénekre is alkalmazhatók. A kísérleti vizsgálatok során először a fenantrén színeképének és szerkezetének összefüggése került tárgyalásra. Az irodalomban eddig nem említett gerjesztési sávokat a származékok színeképének mérési adatai alapján azonosítottuk.

A vizsgálatok folyamán a fenantrén bróm-, acetyl-, oxi-, és acetilamino-származékaival foglalkoztunk.

Megállapítottuk, hogy az x_2 (1) sávrendszerben a legnagyobb változás akkor jön létre, ha a szubsztitúció a 3- vagy 9-helyen történik, ha azonban a 2- helyen, akkor az x_1 (2) sávok extinkció és hullámhossz értékei változnak. Az x_2 (2) sávok semmilyen vizsgálatra nem alkalmasak, mivel a 2-3- és a 9-helyen történt szubsztitúció hatására egyaránt elmozdulnak. A kis intenzitású x_1 (1) sávok a legkisebb hatásra is megszűnnek, vagy beleolvadnak az x_2 (1) sávrendszerbe. Az y (1) sávok abban az esetben, ha az x_2 (1) gerjesztése erősebb, akkor annak extinkció értékeit emelik, ha pedig az x_1 (2)-é akkor 280 $m\mu$ körüli értéknél válik a színeképterület az alapszíneképtől teljesen elütővé.

*

Kiss Á. István — Muth Béla
(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai
Osztály)

Heteroatomot tartalmazó szerves vegyületek elnyelési színeképéről

Megvizsgáltuk O, S és Se atom szerepét benzol-származékok fényelnyelésében, ha a heteroatom oldalláncban van, vagy két benzolgyűrűt köt össze. Az ultraibolya abszorpciós színekép kialakításánál a heteroatom elektronjainak mezomer hatása mellett várható ezek önálló gerjesztése is. Utóbbi csak akkor ad sávot, (tiofenol, tioszalicilsav), ha a molekulának azon a területen nincs saját fényelnyelése.

Fenilglikolsav és difenil-o-dikarbonsav-típusú vegyületek esetén a heteroatomtól függetlenül változatlan marad a görbe szerkezete, a heteroatom csak a görbe helyzetében okoz változást. A három sávból álló görbék az o-dikarbonsav-szerkezetre jellemzők. A heteroatom negatív jellemének csökkenésével párhuzamosan nő elektronjainak a benzolgyűrű mezomériájában való részvétele és tolódik el a görbe a hosszú hullámok felé. A megfelelő O és S vegyület görbéje között lényegesen nagyobb a különbség mint a S és Se vegyületé között, a periódusos rendszernek megfelelően. A két benzolgyűrű közti heteroatom számának megkétszerezése az extinkció növekedését okozza.

*

Berencz Ferenc
(Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet, Szeged)

Megjegyzések az abszorpciós görbék analíziséhez

A harmonikus analízis keretén belül G. Doetsch dolgozta ki az un. »szóráscestökkentő« módszert, mely gyakorlati számításokra a benne előforduló

Fourier-integrálok miatt nem nagyon alkalmas. Ez a körülmény indította Medgyessy Pált arra, hogy egy olyan közelítő eljárást dolgozzon ki, amely Fourier-integrálok helyett Fourier-sorokkal operál. Ennek teljesítőképességét vizsgálja a szerző és megállapítja a következőket: a Medgyessy-féle Fourier-soros közelítő eljárásának már egyszeri alkalmazása jól választott szórás-csökkentő paraméter esetén alkalmas mind kvalitatív (sávok száma), mind pedig kvantitatív megállapításokra (hullámhossz), az intenzitás meghatározására azonban az eljárást ismételni kell oly módon, hogy a legjobban kiemelkedő komponens grafikusan levonjuk az analizált görbétől és a maradékon újból elvégezzük az analízist, míg valamennyi komponens torzítatlanul meg nem jelenik.

*

Ketskémty István és Szalay László
(Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged)

Szerves molekulák polarizált lumineszcenciájának vizsgálata

H. Wille és L. A. Szpektorov nyomán összeállított fotoelektromos polarizációmérő berendezéssel szerzők felvették lumineszkáló festéköldatok polarizációs diagrammait, azaz megvizsgálták, hogyan függ a polarizáció foka a gerjesztő fény elektromos vektorának helyzetétől. Mérési eredményeiket összehasonlították azokkal a polarizációs diagrammokkal, amelyeket elméleti úton S. J. Vavilov számításainak általánosításaként dipólsugárzásra és kvadrupolsugárzásra levezettek. Az összehasonlítás alapján fluorescein, tripaflavin, rhodulin orange és aesculin glicerines-vizes, ill. glicerines-alkoholos oldatainál kimutatták, hogy mind az abszorpció, mind az emisszió dipólátmenetnek felel meg.

*

Budó Ágoston — Dombi József
(Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged)

Lumineszkáló szerves anyagok abszorpciós és emissziós színeképei közötti kapcsolatok vizsgálata

Lumineszkáló szerves festékmolekulák folyékony oldatainak abszorpciós és emissziós színeképe között Ljovsin empirikus úton azt a kapcsolatot találta, hogy a hullámhossz függvényében ábrázolt $\alpha(\nu)$ abszorpciós együtthatónak és a ν körüli $d\nu$ sávban emittált fénykvantumok számával arányos $Q(\nu)$ »kvantumspektrumnak« görbéi a metszéspontjukból a ν -tengelyre húzott merőleges egyenesre nézve tükrörszimmetrikusak. A tükrörszimmetria fennállásával és feltételeivel kapcsola-

latban később felmerült különböző és az eddigi mérések alapján alig eldönthető kérdések megvizsgálása céljából a szerzők érzékeny és nagy pontosságú fotoelektromos berendezéssel, a valódi $Q(\nu)$ kvantumspektrumot befolyásoló lumineszcencia-reabszorpciónak gondos figyelembevételével meghatározták az $\alpha(\nu)$, $Q(\nu)$ görbéket több festék kis koncentrációjú oldatánál. (Fluorescein, eosin, erythrosin, rhodamin B, rhodulin orange, trypaflavin, aesculin vizes, ill. alkoholos oldatai, $4 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-5}$ mol/l). A tükrörszimmetria Ljovsin- és Blochincev-féle megfogalmazásának diszkussziója kapcsán kimutatják, hogy a mérési adatok alapján megadható egy, a vizsgált anyagnál a tükrörszimmetria teljesülésének mértékére jellemző állandó, amelyből egyszerűsítő feltevésekkel az alap és gerjesztett elektronállapothoz tartozó rezgési frekvenciák arányára lehet következtetni.

*

Trummer István
(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai Osztály)

A relatív abszorpciómérés új kísérleti módszerei

Spektrofotométeres koncentráció meghatározásnál a pontosságot a relatív elnyelésmérés módszerének alkalmazásával szokás növelni. Az ún. differenciál fotometria eddigi kivitelénél összehasonlító oldatokat alkalmaztak és empirikus kalibrációs görbéből egyenesen a koncentrációt olvasták le. Nagy fényelnyelésű oldatok vagy szilárd anyagok extinkciójának mérése kalibrált szűrők segítségével történhet. A platinaporlasztású kvarcszűrő valamint huzalból készült rácsházú igen alkalmas extinkciótalon, mivel ezen szűrők fényelnyelése nagymértékben független a hullámhossztól.

A szűrők alkalmazásával lehetővé válik, hogy fotoelektromos spektrofotométerrel széles hullámhossz-területen fel lehessen venni oldatok abszorpciós görbéjét a koncentráció megváltoztatása nélkül és ezáltal kémiai-fizikai egyensúlyok állandói kiszámíthatók.

*

Láng László — Vizesi Mária
(Központi Fizikai Kutató Intézet, Spektroszkópiai Osztály)

Újabb vizsgálatok ultraibolya elnyelési színeképek fényképezési módszerrel történő felvételére

Előző közleményünkben egy kombinált módszerrel dolgoztunk ki az extinkciós koefficiens mérésére és számítására, melyet most részleteiben

vettünk vizsgálat alá. Módszertadtunk meg a fényképezőlemez gamma értékeinek meghatározására és a Spekter-fotométer fényrekeszszabályozó dobjának egyidejű hitelesítésére. Ennek a problémának a megoldása azt jelenti, hogy az optikai rendszer beállítási ideje néhány órára csökken és a fényforrás pontszerűtlensége miatt szükségszerűen hibás fényrekesz-értékek is felhasználhatók. Módszertadtunk a korrekciós tag kiszámítására, hangsúlyozva, hogy a hullámhossztól való függést nem szabad elhanyagolni.

Kidolgoztunk egy másik módszert is, mely a gamma értékek kiszámítását megkerülve, platina-szűrő felhasználásával közvetlenül lehetővé teszi a korrigált intenzitásviszony értékek megadását. Vizsgáltuk a Standel-féle kontroll-viszony értékeit és megállapítottuk, hogy ennek közvetlen oka a fényforrás vonalas kiterjedése, mert majdnem pontszerű fényforrás használata esetén a kontroll-viszony értékei rendszertelenek és inkább a lemezzel kapcsolatos hibalehetőségekre utalnak.

*

Klatsmányi Árpád

(Műszaki Egyetem Hadmérnöki Kar, Mikrohullámú Tanszék, Budapest)

Hall-effektus és vezetőképesség mérése félvezetőkön

Nagytisztaságú félvezetők (Ge, Si) szennyezéseinek mérésére alkalmas módszer a vezetőképesség és Hall-állandó meghatározása.

A különböző nehézségek elkerülésére a mérést 1000 c/s frekvenciájú váltóárammal végeztük. A kontaktusok nagy átmeneti ellenállásai miatt csak kompenzáló eljárás használható. A mérendő anyagot 5 érintkező közé fogtuk, melyek közül 2 az áram átvezetésére szolgál, 3 pedig kompenzáló elektróda. A kompenzáló áramkör áramváltó transzformátorból, valamint spirális potencióméterből áll, mellyel a próbadarab ellenállása max. $5 \cdot 10^{-5} \Omega$ pontossággal meghatározható. A váltóáramú mérés miatt fáziskompenzáció is szükséges. Nullindikátorként egy maximálisan $0.4 \mu V$ érzékenységgű 2 c/s sávzélességű szelektív erősítő szolgált. A mágneses tér nélkül és kommutált mágneses térrel végzett kompenzáló mérésekből a Hall-állandó valamint a fajlagos vezetőképesség és annak mágneses tértől való függése meghatározható. A fenti adatokból a félvezető jellege (lyuk vagy elektron vezető) töltés hordozóinak száma és mozgékonyasága kiszámítható.

Méréseket végeztünk $100 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ és $0.02 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ közötti vezetőképességű anyagokon, $170 \text{ K}^\circ - 700 \text{ K}^\circ$ között. A vezetőképesség hőfokfüggéséből a vizsgált anyag aktiválási energiája is meghatározható.

Klatsmányi Árpád

(Műszaki Egyetem Hadmérnöki Kar, Mikrohullámú Tanszék, Budapest)

Tranzisztorok automatikus karakterisztikai felvétele

Germánium tranzisztorok villamos adatai erősen hőfokfüggőek. Izotermikus karakterisztika-adatok felvétele csak automatizált felvételi eljárásokkal lehetséges. Az ismertetett berendezés teljes karakterisztika-seregek felvételére, valamint hitelesítő koordináta rendszer felrajzolására alkalmas. A készülék fő alkateleme a távbeszélő-technikából ismert léptető-kapcsológép, mely a hálózatról féloldalasán egyenirányított áramimpulzusokkal szinkron járatható. Egyszerre 3 áramkör kapcsolásával végzi rendre a karakterisztikák és koordináták felrajzolását. Másodpercenként 50 görbe felrajzolására alkalmas.

Az emitter áramkör táplálására stabilizált áramforrás szolgál, melyet a kapcsológép vezérel.

A kollektor áramkör szinuszos váltófeszültséget kap. A mérendő feszültség és áram-adatokat egyfokozatú egyenáramú erősítőn keresztül vizsgáljuk a hosszú utánvilágítású katódsugárcsőre.

A készülék alkalmas a tranzisztor karakterisztikák 2%-on belüli pontosságú gyors mérésére, valamint fényképezéssel azok rögzítésére. Megállapíthatók vele a tranzisztor hőhiszterézis hibái, valamint a karakterisztikák egyes esetekben apasztalható szakadási helyei.

*

Nagy Elemér

(Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet)

Elektrolumineszcencia félvezetőkben

Az előadó a következő vizsgálatokról számolt be:

Töltéshordozó injekció szilíciumkarbid félvezetőkben. A világítás, mint az injiciált töltéshordozók rekombinációjának eredménye. A feszültség-áram és fény-áram karakterisztikák összefüggése.

*

Jeges Károly

(Pedagógiai Főiskola, Fizikai Tanszék, Pécs)

Tranzisztorhatás és elektrolumineszcencia természetes kristályokon

A kérdéses anyagokat tütranzisztor összeállításban vizsgáltuk. A tranzisztorhatás kritériumául az 1-nél nagyobb mért teljesítményerősítést

tekintve, számos anyagfajta több mint 300 példánya közül a galenit és argentit mutatott tranzisztorhatást. A galeniteken előzetes kezelés nélkül 2–3-szoros, ritkábban 6–8-szoros teljesítményerősítést találtunk. Előzetes hőkezelés a hatáson javított.

Az anyagon áthaladó áram okozta elektrolumineszcencia szempontjából 18 anyagfajta több mint 100 példányát megvizsgálva, eddig a kassziteriten és szfaleriten találtunk effektust. Feltűnő a kassziteriten az, hogy a kristályhibáknál (repedés, stb.) a tűkontaktustól távol is jelennek meg zöldes-kékes fénypontok. A spektrum folytonos. A fényintenzitás áramirányfüggő, a hőmérséklet emelkedésével csökken. A fénypontok környezetében a potenciálesés néhány volt. Részleges egyenirányítás van. Közelítő mérések szerint a hatásfok (foton/elektron) szobahőmérsékleten a SiC-ével egyenlő nagyságrendű esetleg azénál nagyobb. Az itt észlelt jelenségek nagy hasonlóságot mutatnak a SiC ismert jelenségeihez.

*

Nagy Elemér — Weiszbürg János
(Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet)

SiC-pontkontaktus áram-, feszültség-, fény- és hőmérséklet-viszonyai

Szilíciumkarbid egykristályok áram-feszültség összefüggése különböző felületi kezelések mellett. Világítás összefüggése az elektromos adatokkal és a felületi kezeléssel. Kontaktus átmérőjének szerepe. A kontaktus alatti túlmelegedés.

*

Gombay Lajos — Steiner Ferenc —
Bános Gizella
(Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged)

Kioltás jelenség ólomszelenid fotovezetésénél

Ólomszelenidet pro anal. tisztaságú alkotórészeinek kvarccsőben nagyvákuum alatti, 900 °C körüli hőmérsékleten való összeolvasztásával állítottunk elő. Az így kapott PbSe-t 2 mm távolságban lévő Pt elektródokkal ellátott üveglemezre párologtattuk 10^{-6} torr nyomás mellett, kb. 4 μ vastagságban. Ennek a rétegnek formálás után mért fotóárama a sötétáramhoz képest igen kicsi, ezért az utóbbit egy 5 dekádós Wheatstone-hídban kompenzáltuk. A fotoáramot a $2 \cdot 10^{-10}$ Amp/skr/m érzékenységgű galvanométer önkényes egységekben mérte. Ha a gerjesztőfény mellett megfelelő (hosszabbhullámú) kioltófényrel is megvilágítjuk a réteget, akkor a kezdetben

növekvő fotoáram az időben csökken, sőt a sötétáram értékénél is kisebbé válik (negatív fotohatás, kioltás jelenség). A jelenség megfelelő gerjesztőfény nélkül is fellép, az eddigi tapasztalatokkal ellentétben kisfeszültség mellett is. A fotoáram analitikai alakját is megadva azt tapasztaltuk, hogy ez Coblentz negatív fotoáramát s Taft és Hebb kioltási görbáját is visszaadja. Így arra a következtetésre jutottunk, hogy a kioltás jelenség és a negatív fotohatás azonos. Az analitikai alakból arra is lehet következtetni, hogy a fotoáram két hatás szuperpozíciója (az abszorbeált fény hatása a donorokra és az akceptorokra).

*

Hoffmann Tibor
(Távközlési Kutató Intézet)

Statisztikus eloszlású szennyeződések kristályokban

A szerző előző kutatásaiban szabályos elrendezésű szennyeződések hatását vizsgálta a kristályok sávstrukturájában elhelyezkedő szennyeződési nívókra. A jelen vizsgálatokban ezt kiterjeszti statisztikus eloszlással bíró szennyeződésekre. Összefüggést állapít meg a statisztikus eloszlás jellemző paramétere és a kristály előkezelésének tényezői (hőkezelés, keverés stb.) között.

*

Gombay Lajos — Láng János — Láng Jánosné
(Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged)

Ferroszilícium töltéshordozóinak vizsgálata

A 97.7% Si tartalmú ferroszilícium töltéshordozóinak tulajdonságait vizsgáltuk természetes állapotban és nagyvákuum alatt kvarccsőben történt átömlesztés után. A nagyvákuumot vízhűtéses puha-üvegcsőben állítottuk elő. A vezetőképesség az átömlesztés után csökkent, $37 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ -ről $28.2 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ -re. A töltéshordozók tulajdonságait a »töltéshordozóbevitel« jelenségének felhasználásával mértük meg. A kísérleti száltranzisztoron végzett egyenáramú mérések a töltéshordozók mozgékonyaságára átömlesztés előtt 420, ezután pedig $570 \text{ cm}^2/\text{V sec}$ értéket adtak. A bevitt elektronok élettartama az átömlesztés előtti 50 μ sec-ről átömlesztés után 30 μ sec-re, a töltéshordozóbevitel hatásfoka pedig 85%-ról 57.6%-ra csökkent. A száltranzisztor áramerősítését földelt alapú kapcsolásban mérve a tisztítatlan ferroszilícium maximálisan $\alpha=2,4$ áramerősítést muta-

tott, míg a tisztított anyagnál az átlagérték 1,3. A tisztított anyagból készült diódán végzett mérések azt mutatták, hogy az átömlesztett anyag szennyezéssel való elszórtasága egyenletesebb, mint az átömlesztés nélkülié. A mért állandókból megállapítható, hogy a nagyvákuum alatti átömlesztés egy egyszerű és olcsó tisztítási eljárásnak felel meg.

*

Tarján Imre — Voska Rudolf
(Egyetemi Orvosi Fizikai Intézet, Budapest)

Színcentrumok fotovezetésének vizsgálata alacsony hőmérsékleten

Röntgenezett kőszókristályok fényelnyelését és fotovezetését vizsgálták a cseppfolyós levegő hőmérsékletén. Különböző állapotokból indultak ki, amelyeket úgy kaptak, hogy a kristályt rövidre zárva szobahőmérsékleten különböző hullámhosszúságú (455, illetőleg 650 μ) fényvel megvilágították, majd ezeket az állapotokat befagyasztották. Bizonyos esetekben a szobahőmérsékleten elővilágított kristályokat sötétben pihentették és ezeket a »pihent« állapotokat fagyasztották be. A lehűtött kristályokat további fénykezelésnek vetve alá, fotovezetésben újabb hatásokat tapasztaltak, amelyek a színcentrumokra alkotott eddigi elképzelés segítségével nem magyarázhatók.

*

Császár Sándor — Jeszenszky Béla
(Építőipari Műszaki Egyetem, Kísérleti Fizikai Intézete, Budapest)

Elektromos térerősség befolyása az alkali-halogének vezetőképességére

Boros János és Császár Sándor NaCl és KBr pasztillák vezetőképességei méréseinél gyakran kapott F centrumnak megfelelő aktivációs energia értéket. Császár Sándor NaCl egykristálynál lap és csúcs elektródák közt mért vezetőképességnél talált többször F centrumnak megfelelő értéket az aktivációs energia. Térerősség-hatásra gondoltunk, és megvizsgáltuk, hogy egykristálynál nagyságrendekkel különböző térintenzitások mellett változik-e a kioldási munka értéke és a vezetés másik jellemzője a Van't Hoff-egyenletben.

Saját növesztésű és természetes kristályokat vizsgáltunk. A mérések kristálypárokon történtek, 1–300, 1–500, 10–300 Volton 250–450 °C között.

A mérések azt mutatták, hogy *szintetikus* kristálynál a térerősség mindkét állandóra befolyással van, de *természetes* kristálynál ez csekély.

Szerintünk itt olyan jelenség játszódik le, mely hasonlít a színes kristály elszíntelenedéséhez. A vizsgálat kristályoknál az alacsonyabb kioldási energiával rendelkező töltéshordozók magasabb térerősség mellett nincsenek egyensúlyi állapotban, a nagy tér mintegy »elszínteleníti«, elszívja ezen energia állapotban lévő töltéshordozókat és ezután már a magasabb energia szinten levő töltéshordozók kezdenek szerepet játszani a vezetésben.

*

Techet Égonné
(Központi Fizikai Kutató Intézet, Radiológiai Osztály)

Különféle szigetelők viselkedése elektrosztatikus szempontból

Ionizációs kamrák készítéséhez használandó szigetelő-anyag kiválasztása céljából megvizsgáltuk néhány szigetelés és megmunkálhatóság szempontjából számításba vehető anyag: borostyán, polystirol és plexi dielektromos tulajdonságait. A mérésekhez kis kondenzátorokat használtunk, melyeket a vizsgálandó szigetelőkkel láttunk el és különböző kezdeti feltételek mellett meghatározott módon feltöltöttük, majd feszültségük időbeli változását mértük. A mért értékek alapján meghatároztuk a szigetelők fajlagos ellenállásának nagyságrendjét, ezenkívül közelítőleg összehasonlítottuk az egyes szigetelőkben végbenemő anomális dielektromos jelenségek lefolyásának időkonstansait.

*

Lukács József
(Villamosipari Központi Kutató Laboratórium)

Nemlineáris ellenállások az erősáramú iparban

A szerző ismertette a Villamosipari Központi Kutató Laboratóriumban védelmi, stabilizálási stb. célokra kidolgozott szilíciumkarbid alapanyagú, nem-lineáris ellenállásokat. Beszámolt azokról az eredményekről, melyeket a VKKL az ellenállások fejlesztése terén elért. Az eredmények részben az új kötőanyagnak, részben a melegítési technológiának köszönhetők. A magyar gyártmányú ellenállások a külföldiekkel egyenértékűek, higroszkópos tulajdonságok, valamint hőstabilitás terén azoknál jobbak. Nyelőképességük különösen hosszú impulzusok esetén nagyobb. Az ólomborát-szilíciumkarbid nem-lineáris ellenállások gyártására alkalmas üzem a legközelebbi jövőben megkezdheti termelését.

Duka Lajos

(Villamosipari Központi Kutató Laboratórium)

Igniter gyújtópálcák

Azokat az áramirányítókat, melyeknél az ionizációs folyamat elindítását és sokszor a vezérlést egy, a higanykatódra benyúló félvezető pálcá végzi, ignitronnak, a pálcát igniternek nevezzük.

Az igniterekkel szemben a következő követelményeket támasztjuk: a gyújtáshoz szükséges feszültség- és áramérték lehetőleg kicsiny legyen, ez az érték az idő függvényében ne változzon, a pálcák hosszú élettartalommal rendelkezzenek és a gyártási technológia lehetővé tegye az említett értékek nagyfokú egyenletességét.

A VKKL-ben készült igniter 12 m/m \varnothing 25 m/m hosszú, alsó végén orsó alakúra csiszolt a felső végén szinterelt-zsugorított molybdén hozzávezetéssel ellátott rudak, melyeknek gyártási technológiája következő: meghatározott diszperzitás-megoszlású szemcsék tablettázó és kötőanyag pontos súlyarányú keverékét 500 kg/cm² nyomással formázzuk, majd védőgáz jelenlétében 1200–1600°C-on rekristallizáltatjuk.

Az így készült rudak adatai: szilíciumkarbid alapanyag esetén: a gyújtófeszültség 380 V és az áramerősség 65 A, bórkarbid esetén a gyújtófeszültség 132 V és az intenzitás 12 A. Az igniter 500 órás tartampróba lefutása után elektromos tulajdonságait nem változtatták.

*

Hedvig Péter — Kurucz István

(Központi Fizikai Kutató Intézet, Elektromágneses Hullámok Osztálya)

Dielektromos mérések mikrohullámú Michelson-interferométerrel

Mérésünkhöz egy Michelson-interferométert építettünk az 1.5–1.8 cm hullámhossztartományban. Az 1.5 cm hullámokat egy 3.2 cm-es reflex klystron frekvenciájának germanium kristályon való kétszerezésével állítottuk elő és azokat egy tölcserantenna segítségével sugároztuk ki a térbe. A Michelson-interferométer féligáteresztő rétege egy 4 m/m vastag üveglemez volt, mely ezen a frekvencián kb. 4:5 arányban választja ketté a mikrohullámú sugarat. Ezt a készüléket folyadékok dielektromos állandójának mérésére alkalmaztuk. A hibaforrásokat vizsgálva kiderült, hogy a két leglényegesebb hibaforrást, a mérendő anyagban történő többszörös reflexió, és a diffrakció következtében létrejövő szférikus hullámfront okozta hibákat a rétegvastagság megfelelő megválasztásával ki lehet küszöbölni. A helyes rétegvastagságot kísér-

leti úton határoztuk meg, a rétegen áthaladó energia és a rétegvastagság közötti összefüggés kimérésével.

Az 1,71 cm hullámhosszon végzett mérések eredménye (22°C hőmérsékleten): Petroleum (technikai) $E = 2,14 \pm 0,01$ terpentinelaj (technikai) $E = 2,07 \pm 0,01$, széntetraklorid $E = 2,22 \pm 0,02$, paraffinelaj $E = 2,18 \pm 0,02$. Camphor-terpentin elegyre (2,3 g/100 cm) $E = 2,16$ adódott a 30–80 hőmérsékleti tartományban 1% eltéréssel.

III. SZAKOSZTÁLY.

Bernolák Kálmán

(Optikai és Finommechanikai Központi Kutató Laboratórium)

Fáziskontraszt-eljárás alkalmazása fényezett üvegfelületek finomsági vizsgálatára

Az előadás a következő kérdésekkel foglalkozott. Fényelhajlás fáziskésleltető optikai rácson és egyedülálló tárgyrészleteken. A fáziskontraszt eljárás lényege. Fázislemezek előállítása. Felületi egyenetlenségek észlelésére alkalmas fáziskontraszt-berendezések. A fényezett üvegfelületeken található egyenetlenségek méretei és a különböző jellegű egyenetlenségek hatása az optikai képalkotás minőségére.

*

Szimán Oszkár

(FORTE Fotokémiai Ipari Kutató Laboratórium, Vác)

Különböző gyártmányú polarizációs szűrők optikai tulajdonságai

A szerző kritikai összehasonlítás céljából vizsgálat alá vette az összes hozzáférhető polarizációs szűrőket, hogy a sajátkészítési »Polarotár« szűrőkkel összehasonlítsa. A vizsgálatok a szűrők fényabszorpciójára és dichroizmusára terjedtek ki. A méréseket a látható színek tartományban a König–Martens-féle polarizációs spektrofotométeren végezte el. Megfelelő beállítással a műszer a keresztezett és párhuzamos poláros fényben mért extinkciót adja, melyek különbsége a dichroizmust fejezi ki. A szűrő megítélésénél a természetes fényben mért minél kisebb extinkció mellett kapott minél nagyobb és minél szélesebb hullámhossztartományra kiterjedő dichroizmust helyezük előnybe.

A vizsgálatok szerint a jóddal festett szűrők tulajdonságai a legkedvezőbbek. Optimális jódkoncentráció mellett elnyelésük egyenletes szürke, dichroizmusuk pedig a vörösben is tetemes.

Kevés jód esetén a fényabszorpció és a dichroizmus csökken, míg túlsok jód esetén a természetes fényben mutatott extinkció nő meg.

Összehasonlítva a külföldi mintákat, megállapítható, hogy a Polarotár szűrő optikai tulajdonságokban nem marad el a legjobb külföldi termékek mögött.

*

Huszár István

(Rákosi Mátyás Nehézipari Műszaki Egyetem, Mechanikai Tanszék, Miskolc)

Kapcsolt gátlási helyek feszültségvizsgálata

Állandó szélességű, derékszögű négyszög keresztmetszetű rudat hosszanti élei mentén azonos sugarú félkör alakú gátlások gyengítenek. A gátlások egymástól azonosan »a« távolságban helyezkednek el, számuk egy-egy él mentén »N«. A rúd tiszta egyenes hajlításra terhelt. A rúdban ébredő feszültségeket optikai feszültségvizsgáló berendezéssel határoztam meg Frocht módszere alapján.

A mérési eredmények szerint a tárgyalt kapcsolt gátlás az irodalomban tehermentesítő gátlásnak nevezett gátlások közé tartozik.

A vizsgálatokat csak akkor kell ténylegesen elvégezni, ha »a« $< a_{min}$, mert különben a feszültségmező az egyetlen gátlási helyével megegyezik.

Ha »a« $< a_{min}$, akkor »N« növekedésével az alakítócsökkenése következik be; ennek a csökkenésnek az értéke azonban »a« növelésével kisebbedik.

*

Berty Imre — Szimán Oszkár

(FORTE Fotokémiai Ipari Kutató Laboratórium, Vác)

Különböző színdezeitométerek kritikai összehasonlítása

A színes film gyártásánál és ellenőrzésénél nagy jelentőségűek a színdenzeitométerek. A szerzők szisztematikus vizsgálatokkal hasonlították össze a különféle műszereket. Használhatóságuk megítélésére meghatározták a kolorimetrikus hibát. Mérték a felhasznált színes film színezék spektrális fényelnyelése, a mérőműszer spektrális érzékenységlétszám és a kolorimetrikus hiba közti összefüggést.

Dullien Ferenc- Körösy Ferenc- Szántó József
(Műszaki Egyetem Fizikai Kémiai Tanszék) —
(Gyógyszeripari Kutatóintézet)

Módosított differenciálrefraktométer

A fényszórási módszerrel végzett molekulásúlymeghatározáshoz ismerni kell az oldat és oldószer törésmutatójának különbségét. E célból P. P. Debye téglalakú üvegküvetta helyezett prizmatikus üvegküvetta és egyikbe az oldószert, másikba az oldatot téve, az így fellépő fényeltérítés segítségével határozta meg a törésmutatók különbségét. Az összetett küvetta egy rés után következő kollimátorlencse által létesített párhuzamos fénynyalábban foglalt helyet. Utána gyűjtőlencsével leolvasó mikroszkópba képezik le a rés képét és ennek elmozdulását mérik.

Fenti differenciálrefraktométert akként módosítottuk, hogy a prizma küvetta alatt és/vagy mellett közvetlenül is átengedtük a fényt a külső küvetta és így egyszerre két résképet nyertünk: az eltérítetlent és az eltérítettet. Így egyszerre a folyadék áttöltése nélkül lehet leolvasni a kívánt különbséget. — További kifejlesztése e módosításnak, midőn a prizmaalakú küvetta élével lefelé és hosszirányban kettéosztva helyezük el a külső küvetta. Így három párhuzamos úton halad egymás mellett a fény: az oldószert, az oldatot és egy kalibrációul szolgáló ismert törésmutatójú oldatot. A rés ilyenkor vízszintes és a három vízszintes réskép egyszerre jelenik meg a leolvasó optikában.

*

Lukács Gyula

(Országos Mérésügyi Hivatal)

Vasúti jelzőüvegek színmérése

A vasúti-, közúti- és légi közlekedésben használt színes jelzőüvegek hazai gyártásának megindítása új mérési feladatot vetett fel. A gyártás és az átvétel során meg kellett határozni, hogy a készítmények az előírásoknak megfelelnek-e vagy sem. Az előadó ismertette a vasúti üvegek gyártásához készült ellenőrző berendezést. További feladatok: abszolút mérésekkel etalonok kifejlesztése, nemzetközi szabványosításhoz való csatlakozás.

*

Orbán György

(Országos Sugárfizikai Laboratórium)

A teljes tárgyter egyidejű réteg-ábrázolása röntgensugarakkal

A használatos röntgenrétegfelvételi eljárásnál a röntgenső és a film mozgásával megvalósítható, hogy a tárgynak a filmmel pár-

huzamos néhány mm vastag rétegét ábrázoljuk élesen. Lehetségesek még más mozgáskombinációk is. Jelenleg a tárgy egyes rétegeiről egymásután szoktak felvételt készíteni. Lehet azonban a megállapított vastagságú rétegekre bontott egész tárgyat egyidejűleg ábrázolni.

*

Szalkay Ferenc

(Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet)

Ultrahang-optikai leképezés

Az előadás a következő problémákkal foglalkozott: Az ultrahang segítségével történő anyagvizsgálat használatos módszereinek hiányosságai. Az ultrahang-optikai leképezés jelentősége. A leképezés megvalósítása különféle anyagú lencsékkel. Az ultrahang-kép láthatóvá tételének módjai. A fáziskontraszt eljárás.

*

Horváth János

(Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet, Szeged)

Megjegyzések a dielektrikumok relativisztikus elméletéhez

Az előadó összefoglalta azokat az ellentétes nézeteket, melyek kapcsolatosak a dielektrikumokban gerjesztett elektromágneses tér energia-impulzus-tenzorával, majd az elmélet geometrizálásával egy olyan elméletet ismertetett, mely ezeket az ellentétes nézeteket közös nevezőre hozza. A metrikus tér szerkezetére jellemző induktrix közvetlen kapcsolatba hozható a dielektrikum optikai tulajdonságait jellemző Fresnel-féle ellipszoiddal.

*

Jarács György

(Optikai és Finommechanikai Központi Kutató Laboratórium)

Nagyteljesítményű mikroszkópjobjektívek tervezési és gyártási kérdései

Az előadás a következő kérdésekkel foglalkozott. Az objektív főméretei a szokásos stativoknál. Az objektív frontrészének tervezési kérdései, gyártási tűrések. A meniszkuszok szerepe a geometriai leképezésben. A korrekciós tagok számának és elrendezésének felvétele. A geometriai átszámítás elvei és a korrekciós követelményekkel való összehangolása. A tervezési paraméterek hatása a képalkotásra.

Árkosi Béla—Lukács Gyula

(Optikai és Finommechanikai Központi Kutató Laboratórium) —
(Országos Mérésügyi Hivatal)

Nagypontosságú szögmérés problémái

Nagyigényű optikai és finommechanikai cikkek, mint geodéziai műszerek, fényképezőgép, stb. gyártása nagypontosságú szögmérést is szükségessé tesz. A nagypontosságú szögmérésre való spektrométer-goniométerek pontosságának vizsgálata és szögmérő műszerekbe kerülő körosztások pontosságának meghatározása képezték az előadás tárgyát.

*

Goll György

(Fizikai Laboratórium, Nitrokémia Fűzfő-Gyártelep)

Egyszerű oszcilloszkópos eljárás rövid időtartam mérésére

Az ismertetett eljárás alapja olyan nagyságú idők mérése, melyek mechanikus időmérőkkel már nem mérhetők, vagy azoknál nagyobb regisztrálási pontosság szükséges. Az eljárás elve: fotografikus felvétele egy oszcilloszkópos képnek, mely létrejön azáltal, hogy az oszcilloszkóp írósugarát kör vagy spirális pályán futtatjuk, ezen írvonalat normál időjelekkel fényességváltozásra moduláljuk és az írvonalat a mérendő idő tartamáig engedjük az oszcilloszkóp ernyőjén megjelenni.

*

Tarján Ferenc

Adó-vevőállomás plasztikus távolbalátáshoz

Műveletek távvezérlésénél sokszor kívánatos, hogy a megfigyelt tárgyakról térbeli képet lássunk.

Az 142, 112, lajstromszámú magyar szabadalom, melyet Czako Győzővel dolgoztam ki, a következőképp oldja meg a problémát.

Az adóállomáson sztereoszkopikusan, s egyidejűleg felvett, összetartozó két képet egy-egy objektív-lencserendszerrel alkalmas prizmapár előtétrel rávetítjük, egy keretbe foglalt, függőleges irányú rácson át, egy ikonoszkóprendszerű katódcső mozaiklemelésére. A rácson úgy van elrendezve, hogy a jobboldali kép hézagaira a baloldali kép csíkjai kerülnek, a baloldali kép hézagaira viszont a jobboldali kép csíkjai esnek. A vevőoldalon a katódcső fluoreszkáló ernyője előtt, az adóráccsal egyező rácson nyer elhelyezést.

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

IV. KÖZGYŰLÉSE

ÜDVÖZLŐ BESZÉD

Tartotta: *Valkó Endre*

a Műszaki és Tudományos Egyesületek Szövetségének
főtitkára

Tisztelt Kartársak!

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közgyűlése olyan időben ül össze, hogy megvitassa az elmúlt év munkájának tapasztalatait és megválassza új vezetőjét, amikor minden társadalmi szervezet vezetőire fokozott felelősség hárul. Olyan időben, amikor az ország a Hazafias Népfront létrehozásán munkálkodik. Mi a Népfront-mozgalom lényege? Mit jelent a Népfrontmozgalom a Fizikai Társulat tagjai számára?

A Népfront-mozgalom egy olyan légkör megteremtésére irányul, amelyben mindenki szabadon elmondja véleményét, amelyben nemcsak lehetséges, hogy mindenki beleszóljon »az ország dolgaiba«, hanem ezt el is várják tőle. Egy olyan légkör megteremtésére, melyben ezek a vélemények, bírálatok, kezdeményezések nem sikkadnak el, hanem megtalálják a maguk csatornáit és ezeken keresztül az országot építő erővé válnak. Egyáltalán nem titok, hogy ez a légkör az elmúlt években nem mindenütt volt meg az országban és bár egy év óta sokat haladtunk, még mindig elég kívánnivaló van ezen a téren. Hogy ezt a légkört valóban megteremthessük, hogy a Hazafias Népfront ne egy hangzatos, de tartalom nélküli jelszó legyen, mint ahogy egyesek bizalmatlanul, vagy cinikusan vélik, hanem valóban egy széles nemzeti összefogás megtestesítője, abban a társadalmi szervezeteknek egészen rendkívüli nagy szerepük van.

Nagy szerepe van a MTESZ-nek, nagy szerepe van az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak, amely a közelmúltban is ismételtlen megmutatta, hogy kulturális fejlődésünk fontos tényezője, mint társadalmi kapocs a különböző helyeken dolgozó fizikus kutatók és pedagógusok között és egyben szabad fórumuk is.

A Fizikai Társulat nem csupán az a hely, ahol fizikusaink csupán kutatási eredményeiket, tudományos nézeteiket ismertetik és vitatják meg egymással, hanem az a fórum is, amelyen keresztül megbírálhatják, beleszólhatnak fizikai kutatásunk irányításába, a tanárképzésbe, a főiskolai oktatásba, vagy más tudáspolitikai kérdésekbe, amint erre egyébként példa a fizikus-képzés tárgyában nemrégiben megrendezett nagy-sikerű ankét is.

Ha már konkrétan beszélünk a Társulat munkájáról, nem lehet meg nem említeni a Fizikus Kongresszust, a most lezajlott vándorgyűlést és azt a sikeres munkát, amit a Társulat a középiskolai oktatás érdekében kifejt.

Hallatlan jelentősége van pl. a középiskolás délutánoknak, amelyet *Vermes Miklós* kezdeményezésére indított el a Társulat. A távolabbi jövő magyar fizikusai közül nem egynek a pályája alighanem ott veszi kezdetét ezeken a középiskolás délutánokon, azzal az élménnyel, amelyet az jelent a fiatalság számára, hogy ott élvonalbeli tudósok tartanak számukra előadást.

Még sokat beszélhetnénk az egyesület legjobb aktivistáinak áldozatkész munkájáról, hogy csak egy pár nevet említsek: *Szigeti György*, *Marx György*, *Hoffmann Tibor*, *Nagy László*, *Szamosi Géza* elvtársakról, és a többiekéről, akiket nem soroltam fel és akiknek a Társulat fejlődése köszönhető. Talán még azt kellene hozzátenni, hogy kissé túlságosan kevés kartárs vállán nyugszik a Társulat munkájának legnagyobb része és jó lenne, ha az aktivisták körét a jövő évben ki lehetne szélesíteni.

Mi a MTESZ részéről igyekeztünk és a jövőben még inkább igyekezni fogunk támogatást adni a Fizikai Társulat tevékenységéhez. Ebben a vonatkozásban mindig némi problémát képezett az a körülmény, hogy a Társulat munkájának jellege különbözik az ipari, műszaki egyesületekétől, amelyek a MTESZ-en belül többségben vannak, és amelyeknek a munkája egymással sokkal inkább összefügg, egymással sokkal inkább analóg és az egyesületen kívülállók számára is sokkal könnyebben áttekinthető.

Ezen a nehézségen első lépésként azzal kívánunk segíteni, hogy a MTESZ központi apparátusába függetlenített munkatársat állítottunk be, azzal a feladattal, hogy elsősorban a Fizikai és Matematikai Társulattal foglalkozzék. Az Egyesület megválasztandó vezetőihez pedig az a kérésünk, hogy amennyire idejük engedi, minél intenzívebben vegyenek részt a Szövetség központi munkájában.

Engedjék meg tisztelt Kartársak, hogy a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége elnökségének üdvözlét Önöknek átadjam és a Társulat tagságának, a ma megválasztandó új vezetőségnek a továbbiakban is hasonló sikeres munkát kívánjak.

A közgyűlés lefolyása

Valkó Endre megnyitó beszéde után került sor az új vezetőségre javaslatot tevő jelölőbizottság, valamint a szavazatszedő bizottság megválasztására. A bizottságok megválasztása után Gyulai Zoltán elnök felkérte Szigeti Györgyöt, Társulatunk főtitkárát, hogy tartsa meg beszámolóját a Társulat végzett munkájáról.

Szigeti György: Az elmúlt két évben Társulatunk létszámban nagy fejlődésen ment keresztül. Az utolsó közgyűléskor tagjaink száma 360 körül volt, jelenleg 560 tagunk van. Ha megnézzük, hogy a tagok közül hányan vesznek részt aktívan a Társulat munkájában,

ez a szám már nem áll arányban azzal, amit Társulatunk tagjaitól szeretnénk várni. Egy-egy előadás látogatottsága Budapestre a 100 főt közelíti meg, néha több, néha kevesebb. Tehát kb. 30%-ot tesz ki azoknak a száma, akik egy-egy rendezvényen részt vesznek. Ezen a területen tagjaink aktivizálása területén — mint azt Valkó elvtárs is említette — a következő vezetőségre nagy feladat hárul. Szépen alakult a Társulat rendezésében elhangzott előadások száma. A nyári szünetről eltekintve Budapesten hetenként, vidéki csoportjainkban havonta rendeztük meg klubestjeinket. Ez évenként átlagban 40–40 előadást jelent. Emellett Budapesten külön előadássorozatot tartottunk középiskolai tanár tagtársainknak. Egy évre 10 ilyen előadás esik. Végül az évi Vándorgyűlésen, illetve kongresszuson elhangzott előadásokat, középiskolás délutánokat is figyelembe véve évenként száznál jóval több előadás adódik. A tagság létszáma, az előadások száma és azok látogatottsága azok az adatok, melyek számszerűen tükrözik az általunk végzett munkát. Ezek mutatják, hogy a Társulat kitűzött feladatait mennyire tudta teljesíteni az elmúlt időszak folyamán, tehát mennyire tudta a fizikusokat megnyerni a kormányzat és Pártunk célkitűzéseinek, mennyire tudta mozgósítani a szocializmus építésére. Ha a végzett munka minőségét nézzük, szólni kell elsősorban az előadások témáinak megválasztásáról. Az elmúlt év haladást jelentett a régiókhöz képest. A Társulat vezetősége igyekezett tervszerűen összeválogatni a témákat és olyan előadások megtartására törekedtünk, mely megfelel a kitűzött programnak. Különös siker koronázta a középiskolai tanárok részére Budapesten tartott előadássorozatot. Elsősorban Vermes Miklós tagtársunk nevét kell megemlítenem, aki a társulati élet eddig igen kis sikerrel működő ágát igen fellendítette. Az előző közgyűlésen arról kellett beszámolni, hogy az előadásokon egyes esetekben csak 10 vagy csak 3 hallgató jelent meg, most pedig már ott tartunk, hogy a hallgatók száma 100 fölött van, gyakran a 200-at is meghaladja. Az előadások témája olyan volt, mely a középiskolai tanárok munkájában hasznosnak bizonyult, mely a jövő fizikus generáció nevelését igen hathatósan elősegítette. A középiskolai bizottság munkája mutatja a legnagyobb fejlődést az utolsó közgyűlés óta.

Eredményesen működött az a szervezetünk is, melynek feladata a szovjet tudomány eredményeinek ismertetése volt. Az előadásokon hallottakat sokan tudták későbbi munkájukban felhasználni. Társulatunk az utolsó közgyűlés óta eddigi, szinte kizárólag ismeretterjesztő munkáján kívül új feladatokat is vállalt magára. Egyik sikeres ténykedése a tanszerkiállítások megrendezése volt. A kezdeményezést vidéki csoportjaink vették kezükbe. Ki kell emelnem Pécsét, ahol Jeges Károly tagtársunk munkája nyomán igen szép tanszer és demonstrációs eszköz kiállítást rendeztek. Ezt követte a szegedi és egri kiállítás. A sikereken felbuzdulva rendezte meg budapesti csoportunk is a tanszerkiállítást, melyet most, vándorgyűlésünk alkalmával nyitottunk meg. Hogy itt, a tanszerkiállításon bemutatott eszközök valóban előbbre viszik a középiskolai oktatás ügyét, azt a jelenlévők előtt nem kell külön hangsúlyoznunk. Mindenki látta, mi volt kiállítva. A másik új kezdeményezés, mely az utolsó időkben indult meg, a tagság kritikai szellemének felébresztése és a társadalmi kritika megszervezése. E célból ankétok rendezését kezdtük meg, a különböző területeken mutatkozó fejlődés, vagy hibák feltárására. Gyulai Zoltán: Kísérleti Fizika c. egyetemi tankönyvről tartott ankét után következett a fizikusképzés feladatainak és jelenlegi helyzetének megvitatása. A külföldön járt tagtársaink által szerzett tapasztalatokat összevetettük a magyarországi helyzettel és javaslatokat tettünk a képzés megjavításának módjaira. A magyar fizikai folyóiratkiadásról rendezett ankét rámutatott az e téren még fennálló hiányosságokra. Társulatunknak figyelemmel kell kísérnie, hogy az elhangzott javaslatok a gyakorlatban mennyire valósultak meg. A Társulat munkájának nem jelentéktelen részét teszi ki a hazai eredmények ismertetése. Be kívánjuk tölteni azt a szerepet, hogy Társulatunk a fizikának olyan fóruma

legyen, ahol tagtársaink eredményeiket először közölhetik és bocsáthatják megvitatás alá. Erre a célra szolgálnak a hetenként rendszeresen megtartott klubesték, melyeknél az előadások mennyisége és minősége mindjobban emelkedett. Ezt a célt szolgálta fokozottabb mértékben a tavaly megrendezett I. Magyar Fizikus Kongresszus és a rendszeresen megtartott vándorgyűlések sorozata. A Kongresszus színvonalát jelentősen emelte a baráti államokból — főleg a Szovjetunió képviselőit kell kiemelni — érkezett kiváló tudósok részvétele. Az itthoni fizikusok által tartott előadások azonban nem voltak azok, amiknek lenniök kellett volna. Az egyes tématerületeken elért magyar eredményeket ismertető egyes intézetek vezetői által tartott összefoglaló előadások helyett jobb lett volna, ha az egyes kutatók maguk számoltak volna be saját munkájukról. Az összehasonlítási alap megvan: azok az élénk viták, melyek a vándorgyűléseken elhangzott előadásokat követték, azt mutatják, hogy a vándorgyűléseinken meghonosított rendszer a jobb. A mostani vándorgyűlésünk eltért annyiban az előzőektől, hogy minden intézettől kértünk előadásokat és a beterjesztett előadásokat lényeges kiválogatás nélkül megtartottuk. Ezért a vándorgyűlést három szekcióra kellett bontanunk. Ez azonban azt eredményezte, hogy eredeti célunkat mégsem sikerült elérni, mivel mindenki csak egy szekció ülésén vehetett részt, nem adhattunk teljes képet a magyar fizikai kutatásról. Azt hiszem, a jövőben helyesebb volna, ha a vándorgyűlés rendezőisége nagyobb szelektálást hajtana végre és a vándorgyűlés előadásait nem szekciókban, hanem (a régebbi gyakorlatnak megfelelően) együttesen tartanánk. A vándorgyűlés rendezéséért és zökkenőmentes lebonyolításáért köszönet illeti meg Nagy László és Böhm Nándorné elvtársakat.

Elérkeztem beszámolóim végére, kérem tagtársainkat, ítélik meg, hogy a Társulat az utolsó két évben mennyire tudta célkitűzéseit megvalósítani. Mutassanak rá a hibákra és bírálatukkal segítsék az újonnan megválasztott vezetőséget abban, hogy a jövőben eredményesebb munkát tudjon végezni.

Gyulai Zoltán elnök a beszámolót vita alá bocsájtja.

Jánosy Lajos: Valkó Endre elvtárs említette beszámolójában, hogy a Fizikai Társulat kis részt jelent a MTESZ hálózatában. Ez valóban így is van, de szeretném arra figyelmeztetni, hogy ez a kis rész hasznos rész. Újabbban hallottam olyan nézeteket, hogy jó volna, ha a Fizikai Társulat a MTESZ-ből kiválna és közvetlenül az Akadémia alá tartozna. A magam részéről ezt a megoldást nem tartanám helyesnek, inkább próbáljuk felmérni, hogy mi a szerepünk a MTESZ-ben. Sokat beszélünk az elmélet és gyakorlat kapcsolatáról. Sokat hangoztatjuk, hogy a tudósnak többet kellene foglalkozni a gyakorlattal. Kérdés, hogyan képzeljük ezt el? Vannak naiv elképzelések: egy tudós könyvekkel a hóna alatt kimegy egy gyárba és azt mondja, hogy ezt a csavart nem ide kell betenni, hanem oda, erre a csavart átteszik és így 30%-kal nő a produkció. Ilyen eset talán megtörtént, de ez nem valószínű. Másról van itt szó. A Szovjetunióban az üzemekben 15% a mérnök és az értelmiség. Ez a magas arány igen nagy mértékben kihat a produkcióra. Nálunk ez az arány kevesebb, mint 1%. A tudósnak itt nagy feladatuk van országos méretekben: minél több fiatal kádert kell nevelni, akik szétmennek az üzemekbe, ipari intézetekbe. Egy új generáció nevelése a feladatunk, tudatosan azzal a céllal, hogy az országnak erre szüksége van. Ha ez sikerül, az egész ipar színvonala emelkedni fog. Mindehhez fontos az állandó személyes kapcsolat az iparral, mérnökökkel. Ezen a téren lehet a MTESZ hálózatának nagy szerepe. Egy másik fontos szerepünk a tudomány népszerűsítése. Sok, a szélhámosáshoz közelálló dolog történik az országban. Egy példa: Valaki otthon, majdnem minden felszerelés nélkül, privát idea szerint elkezdett egy atommáglyát építeni és a Tervhivattól sok pénzt felvett erre a célra. Meg kell magyaráznunk, mi a modern kutatás, mik a lehetőségek. Ezekután kérem a MTESZ vezetőségét, hogy ne mostoha gyerekként kezeljen minket. Lássuk az itt felvetett problémákat,

lássá, hogy mi a MTESZ hálózatának nagyon fontos része vagyunk és eszerint foglalkozzon a Társulat problémáival.

Valkó Endre: Egyetérték Jánossy elvtárrsal abban, hogy a Fizikai Társulatnak a MTESZ-hez való tartozása előnyt jelent, lehetővé teszi, hogy a többi tagegyesülettel való együttműködés kialakuljon. De az is biztos, hogy ez az együttműködés még nem alakult ki. Ezen változtatni kell. Hogy ezen hogyan tudunk változtatni, ahhoz a fizikusoktól kérünk segítséget. Ezért kértém fel a Társulat vezetőit, hogy fokozottabban vegyenek részt a MTESZ vezetésében.

Horváth János: A főtítkári beszámoló azon részéhez szeretnék hozzászólni, amely nem hangzott el: a középiskolai tanulmányi versenyek kérdéséhez. Talán itt a legkisebb a fejlődés, holott ez is a gyakorlattal való kapcsolatát jelenti a fizikának. Az országos versenyeket úgy kellene megrendezni, hogy ne lokális jellegű példák szerepeljenek. Sokszor olyan példák szerepelnek, melyek megoldása nekünk is problémát jelent és a feladat szerzőjét kell megkérdezni, hogyan képzelte el a példa megoldását.

Tarján Ferenc: A Társulat keveset foglalkozik a középiskolai fizika-oktatás helyzetével. A középiskolai fokon nagy fejlődést látok, de a tankönyvek körül hiba van. Folyton új tankönyveket hoznak, holott erre nincs szükség. A könyv a diákok számára készült és nem azért, hogy a tanárok a könyvírásban versengjenek egymással. Nehézségek vannak a tanárképzésnél, ez pedig baj, mert ha selejtes anyag kerül a tanári pályára, a jövő orvosa, mérnöke stb. is rossz lesz. A tanári pálya most is, mint mindig, mostohán van kezelve, ezt vonzóbbá kell tenni, hogy a diákok oda kíváncsozzanak.

Kassai Ernő: Nagyon sikeresnek tartom a vándorgyűléshez kapcsolódó intézet látogatásokat. Ezek eleve nebbé tették a vándorgyűlést és nagyon tanulságosak voltak. A jövőben erre még nagyobb súlyt kell fektetni.

Az elhangzott beszámolókat **Szigeti György** főtítkári választott, majd **Gyulai Zoltán** elnök kérésére a tagok a leköszönő elnökség részére a felmentést megadták. Ezután **Szamosi Géza** a jelölőbizottság elnöke ismertette a Társulat új vezetőségére vonatkozó javaslatát, melyet taps fogadott. A szünetben megtörtént szavazócédulákkal a szavazás, majd szünet után **Jeges Károly**, a szavazatszedő bizottság elnöke ismertette a választás eredményét. Nagy többséggel a jelölteket választották meg. A szavazás részletes eredménye mely a közgyűlésen nem lett felolvasva a következő: az elnökség tagjai közül **Szigeti György** 1 ellenszavazatot, **Gombás Pál** 6 ellenszavazatot, **Groma Géza** 1 ellenszavazatot, a választmány tagjai közül pedig **Mátrai Tibor** 1 ellenszavazatot, **Szalay László** 1 ellenszavazatot kapott helyette **Kövesdi Pált** jelölték. Ezután elfoglalta helyét az újonnan megválasztott elnökség.

Gyulai Zoltán elnök: Köszönöm a belénk helyezett bizalmat és ígérjük, hogy a jövőben még fokozottabb mértékben fogunk igyekezni arra, hogy a ránk szabott feladatoknak megfeleljünk. Kérem **Szigeti György** elvtársat, hogy ismertesse az új munkatervet.

Szigeti György főtítkári: A Társulat a jövőben fő feladatának tekinti a társadalmi bírálat gyakorlását. Elsősorban a fizikai kutatás jelenlegi irányait kell szemügyre vennünk. A bírálatnak hangot kell adni a beszámoló klubestéken, ezenkívül szervezett ankétokat hívunk egybe. Foglalkozni fogunk a fizikatanárok képzésével, a kiválasztás és az oktatás módszereivel. Ezután az egyes főiskolákon, egyetemeken folyó képzés, majd a középiskolai oktatás kerülne sorra. Folyamatosan megvitátjuk majd a hazai könyv és folyóiratkiadás helyzetét. Másik főfeladatunk, az eddigi gyakorlatnak megfelelően tagjaink szakmai színvonalának emelése. Ennek eszközei a középiskolai tanárok előadássorozata, klubesték, külföldön járt tagjaink beszámolója. A jövő évben is megrendezzük a vándorgyűlést. A Fizikai Szemle eddig elért szép eredményeit a továbbiakban még inkább el kívánjuk mélyíteni. Vidéki szervezeteinktől elvárjuk, hogy jó munkájukat folytassák és érjenek el minél több sikert a fizika népszerűsítése terén. A Társu-

lat által rendezett Eötvös-tanulóversenyt a jövőben függetleníteni kívánjuk a középiskolák Rákosi-versenyétől és kizárólag érettségizett hallgatók részére fogjuk rendezni. A fiatal kutatók munkáját a jövőben is Bródy- és Schmied-díjakkal jutalmazzuk. A részletes programot Társulatunk választmányának segítségével kívánjuk kidolgozni.

Gyulai Zoltán kérdésére a Társulat tagjai szavazással elfogadják a munkatervet, majd a hozzászólásokra, javaslatokra került sor.

Marx György: A Társulatnak foglalkoznia kellene a magyar fizika történetének feldolgozásával. Munkabizottságot kellene e célra alakítanunk, mely pályázatot írna ki, gondoskodna a közelgő Bródy és Jedlik-évfordulók megünnepléséről. Egy másik javaslatom: jónak tartanám, ha a Bolyai Társulat mintájára évről-évre a kutatómunka mellett a nevelőmunkát is jutalmazzák e célra alapított díjakkal.

Gyulai Zoltán: Az Akadémia is foglalkozik tudománytörténeti vizsgálatokkal. A könyvtárak régi anyaga már nagymértékben fel van dolgozva. Ha a Társulat ebben a munkában valahogy segíteni tudna, örömmel venném.

Kántor Károlyné: Nem tartom helyesnek, hogy az adatgyűjtés csak a könyvtárakra támaszkodjon. Szombathelyen egy gimnáziumban őrizték Gotthard leveleit, melyek most az én birtokomban vannak, ezt hajlandó vagyok a bizottság rendelkezésére bocsájtani. Javasolom, hogy körlevéllel társadalmi mozgalomként indítsuk meg a kutatást.

Szigeti György: Munkabizottságot fogunk szervezni **Gyulai Zoltán** elnökletével a magyar fizika történetével foglalkozó problémák feldolgozására és az eredmények ismertetésére.

Jánossy Lajos: Javasolom, hogy a hazánkba meghívandó külföldi tudósok személyére vonatkozólag a jövőben a magyar fizikusoktól, a Társulattól is kérjenek javaslatot. Ez eddig nem történt meg. A MTESZ foglalkozzon ezzel és munkájába fizikusokat is vonjon be.

Budó Ágoston: A fizikusok nevelésénél nagy szerep jut a hallgatók egyetemi intézeti munkába való bevonásának. Ezt a demonstrátori állás teszi lehetővé. Sajnos, ezidén nagyon lecsökkentették a demonstrátorok számát. Szegedi intézetemben tavaly 5 demonstrátor volt, az idén az egész kar 5-öt kapott. Javasolom, hogy Társulatunk a MTESZ-en keresztül tegyen lépéseket a demonstrátorok számának felemelésére, annál is inkább mert ez nem jelent számottevő anyagi megterhelést.

Bukovszky Ferenc: Jónak találnám, ha Társulatunk kiadná az eddigi fizikai tanulmányi versenyek anyagát. Ez segítene a fennálló példatár-hiányon is.

Gyulai Zoltán elnök megköszöni és magáévá teszi az elhangzott javaslatokat, majd a közgyűlést bezárja.

TÁRSULATUNK VEZETŐSÉGE

Az elnökség tagjai:

Elnök: *Gyulai Zoltán.*

Alelnökök: *Jánossy Lajos, Vermes Miklós.*

Társelnökök: *Ács Ernő, Budó Ágoston, Gombás Pál, Kónya Albert, Kovács István, Neugebauer Tibor, Novobátszky Károly, Szalay Sándor.*

Főtítkári: *Szigeti György.*

Főtítkári h.: *Hoffmann Tibor.*

Titkári: *Nagy László.*

Jegyzők: *Faragó Péter* (tudományos bizottság), *Marx György* (előadóülések), *Nagy Elemér* (vándorgyűlések), *Haimann Ottó* (szovjet bizottság), *Varga Zoltán* (középiskolai bizottság).

Pénztáros: *Groma Géza.*

Ellenőrök: *Simonyi Károly, Pócza Jenő, Fényes Imre, Tarján Imre.*

A Fizikai Szemle szerkesztője: *Szamosi Géza.*

A Választmány tagjai: (az elnökség tagjain kívül): *Cornides István* (Bp. Tudományegyetem) *Boros János* (Bp. Építőipari Egy.) *Doktorits István* (Bp. Műszaki Egy.) *Horvai Rezső*, *Horváth János*, *Szalai László* (Szeged), *Medveczky László*, *Gáspár Rezső*, *Tóth Lajos* (Debrecen), *Jeges Károly*, *Pálffy Györgyné* (Pécs), *Darvas Andor*, *Somos János* (Eger), *Bacsikay Sándor* (Veszprém), *Bozók*

László, *Láng László*, *Mátrai Tibor*, *Pál Lénárd* (KFKI), *Bodó Zsolt*, *Körműves Frigyes* (HIKI), *Budincsevi Andor*, *Gergely György* (TÁKI), *Csekő Árpád*, *Brehovszky Emil*, *Gaál Honóra*, *Huszka Ernőné*, *Öveges József*, *Tarján Ferenc* (közép- és főiskolák), *Aujeszky László* (meteorológia), *Detre László* (Csillagvizsgáló) *Kulin György* (Uránia), *Román Pál*, *Tarnóczy Tamás*.

FIZIKAI FELADATOK

A mai számunkkal többek kívánságára fizikai feladatok közlését kezdjük meg. Ezekkel a feladatokkal főképpen a középiskolai tanárok részéről felmerült igényeket szeretnénk kielégíteni. Míg ugyanis a matematika területén a Középiskolai Matematikai Lapok feladatai alkalmasak a középiskolások matematikai tudásának elmélyítésére, fizikában e téren hiány mutatkozik.

Ezért legalább is nagyjából olyan feladatokat szeretnénk közölni, amelyek nem, vagy alig haladják meg a középiskolai fizika kereteit. Természetesen nem zárkozunk el ennél nehezebb feladatok közlésétől sem, mert a matematikával szemben ezen a téren is hiányosságok mutatkoznak.

Természetesen e cél elérésére szükségünk van megfelelő jó feladatokra. Ezért arra kérjük olvasóinkat, hogy ha ilyenek birtokukban vannak, azt küldjék be a Szerkesztőség címére. A feladatoknak nem kell eredetieknek lenniük és megfelelő érdekesség mellett akkor is közöljük, ha megoldásuk még nem ismeretes. Az egyes feladatok közlésekor fel fogjuk tüntetni a feladatok beküldőjét.

A megoldásokat szintén kérjük a Szerkesztőség címére küldeni és ezek közül az egyik legjobbat fogjuk megoldásként közölni, valamint a megoldók névsorát is feltüntetjük.

1. feladat

Arra a kérdésre, hogy a villamos művek miért nem szeretik a kis $\cos \varphi$ -t, gondolkodás nélkül így felelünk:

Azért nem, mert a fogyasztásmérő (ennek állása szerint fizet a fogyasztó) csak a fogyasztónál elhasznált energiát mutatja, a hálózati veszteséget nem. Az utóbbival a villamos művek előre számolnak és a villany árba bekalkulálják. Kis $\cos \varphi$ esetén azonban a centráléból kijövő energiának nagyobb hányada veszik el a hálózatban, mint $\cos \varphi = 1$ esetén és így a villamosművek ráfizetnek.

Igaz-e ez? Számoljunk!

Legyen a hálózat ellenállása R_H , tegyünk rá R_T terhelő (ohmos) ellenállást. Az áram $I_1 = V / (R_H + R_T)$ lesz, a hálózati veszteség és az összes energia aránya pedig:

$$\frac{W_v}{W_\Sigma} = \frac{R_H I_1^2}{(R_T + R_H) I_1^2} = \frac{R_H}{R_T + R_H}$$

Rontsuk el a $\cos \varphi$ -t, tegyünk a terhelés elé jó nagy L önindukciót. Ekkor az áram

$$I_2 = V / \sqrt{(R_H + R_T)^2 + L^2 \omega^2}$$

Most a veszteség és összes energia aránya

$$\frac{W_v}{W_\Sigma} = \frac{R_H I_2^2}{(R_T + R_H) I_2^2} = \frac{R_H}{R_T + R_H}$$

Ugyanakkora!?

Kérdés:

De hát akkor mégis miért nem szeretik a villamos művek a kis $\cos \varphi$ -t?

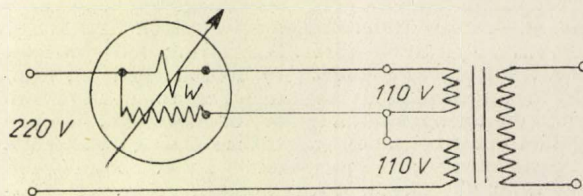
2. feladat

Egy tornacsarnok két szemköztes falán különböző magasságban lévő horgokhoz kötelet akasztunk, amelyen egy gyűrű csúszhat. 60 kg súlyú tornász függeszkedik a gyűrűn. A kötél 15 m hosszú, a horgok vízszintes távolsága 10 m, a függőleges távolsága 2 m. Mekkora lesz a kötél legnagyobb igénybevétele?

(Bukovszky Ferenc, Szolnok)

3. feladat

A multkor meg akartam mérni a vas veszteségét egy kis transzformatornak, melynek a feszültségű oldalán két 110 V-os tekercse volt.



Csak 220 V-os váltakozó feszültség állt a rendelkezésemre és olyan wattmérő, melynek feszültségtekercse 150 V-os volt (ellenállása 1000 Ω). Abból a célból, hogy ne terheljem túl a wattmérő feszültségtekercsét, az ábrán látható kapcsolásban mértem, vagyis a wattmérőre csak fél feszültséget adtam. A wattmérő 20 W teljesítményt mutatott.

(Az I^2R rézvesztés a transzformátor és a wattmérő áramtekercsében elhanyagolható.) Úgy okoskodtam, hogy (a wattmérő a feszültség felét kapván meg) a vasvesztés a wattmérőn mért érték kétszerese, vagyis 40 watt.

KÖNYVSZEMLE

A. Ahijezzer — I. Pomerancsuk :

Fejezetek az elméleti magfizika köréből

Akadémiai Kiadó, 1954.

Az elméleti magfizika két fő problémakörre tagolódik. Az első a magfizika legalapvetőbb kérdése: az atommagot összetartó erők sajátosságainak vizsgálata és ezzel kapcsolatos jelenségek (elemi részek stb.) köré csoportosul. E kérdések tisztázása nélkül a magfizika problémáinak teljes megoldása nem képzelhető el. Ma még azonban csak a különböző hipotézisek kipróbálásánál tartunk. Különböző feltevésekkel próbálják megragadni a magerők egy-egy jellegzetes sajátosságát, de mindent helyesen magyarázó, az elektrodinamikával összehasonlítható pontosságú magerő-elméletet nem ismerünk. Az elméleti magfizika másik kutatási területét az atommagok olyan sajátosságainak vizsgálata képezi, melyeknél nincs szükség a magerő-törvény pontos ismeretére. Ide tartozik például a nehéz atommagok gerjesztésének elmélete, maghasadás, magreakciók elmélete.

Ahijezzer és Pomerancsuk könyvében ezzel a második területtel foglalkozik. Lomondan ezáltal az elméleti fizika egyik legizgatóbb és legintenzívebb kutatás tárgyát képező fejezetének, a magerők elméletének, mezonelméletnek a tárgyalásáról, de ezáltal elérik azt, hogy könyvük anyaga nem évül el egy-két év alatt, mint a legtöbb magfizika-könyvé, hiszen az általuk kiválogatott fejezetekben a tárgyalás a fizika és matematika bevált törvényeiből indulhat ki. Ez a könyv fő értéke. Nehéz észre nem venni a témaválogatás másik szempontját is: a szerzők azokat a kérdéseket veszik sorra, melyek az atomenergia gyakorlati felhasználására irányuló kutatások szempontjából érdekesek. Tekintettel arra, hogy világszerte a jelenben vagy a nem nagyon távoli jövőben igen fontosakká válnak az ilyenirányú kutatások, nagy jelentősége van egy olyan könyvnek, mely az ehhez szükséges elméleti magfizikai ismeretek foglalatát adja.

A könyv első fejezete a neutronok és protonok kölcsönhatásával foglalkozik. A szerzők részletesen ismertetik azokat a matematikai módszereket, melyeknek segítségével a magerőkre vonatkozó elméleti feltevéseket összehasonlíthatjuk a tapasztalattal. A fejezet a számítástechnikai módszerek ismertetésére korlátozódik, nem foglalkozik részletesebben azok fizikai alkalmazásával.

A második fejezet a nehéz atommagokon végbemenő magreakciók statisztikus elméletét ismerteti. Ez a könyv legszebb, legsikerültebb része. A matematikai elméletet elejétől kezdve, végig követhető módon építi fel, mindenütt megmutatja, hogy az elméleti eredmények milyen kísérleti eredményekkel állanak kapcsolatban, hogyan vizsgálható segítségükkel a közönséges mag szerkezete.

A nagyenergiájú gerjesztésekkel foglalkozó második fejezet után következik a kisenergiájú gerjesztett állapotok, rezonanciajelenségek tárgyalása. Ebben a fejezetben már kevésbé érvényesülnek az előző fejezet jó oldalai.

A neutronok lelassításával foglalkozó negyedik fejezet a könyv egyik legértékesebb része. Az itt tárgyalt problémák nem állnak közvetlen kapcsolatban mag szerkezeti kutatásokkal, de annál jelentősebbek az atomenergia szabályozható módon, békés célokra történő felhasználásával kapcsolatban. A tárgyalás a kinetikus gázelmélet módszereit alkalmazza.

Utána azonban kételkedni kezdtem »okoskodásom« helyességében.

Kérdés:

Követtem-e el valamilyen hibát?

A maghasadás és a láncreakciók rövidrefogott elméletét tartalmazza a következő fejezet. A magenergia felhasználásával kapcsolatos centrális helyzetük miatt ezen kérdések részletesebb tárgyalását vártuk volna. (A maghasadás elméletét tíz oldalra sűríti össze a könyv, a levezetés kiindulási képletét is csak idézi, noha annak lezármatatása nem került volna számottevő fáradságba.)

A könyv utolsó fejezete a kristályban kötött atommagok és szabad neutronok kölcsönhatásával foglalkozik. Ez a fejezet ismét az atommagyák konstrukciójánál játszott fontos szerepe miatt került a könyvbe, a magstruktúra kérdésével nem áll szorosabb kapcsolatban. A kristályokban való neutronszoródás nálunk kevésbé ismert elméletét áttekinthető tárgyalásban, a fizikai lényeg megmutató módon ismerteti a könyv. (Megjegyezzük, hogy újabban a neutronokat kristályszerkezeti vizsgálatoknál is felhasználják. A könyv hatodik fejezete ilyenirányú kutatásoknál is értékes segítséget nyújthat.)

Az egész könyv elvitathatlan érdeme, hogy folyóiratokban (gyakran nehezen hozzáférhető folyóiratokban) szétszórta számítások összefoglaló tárgyalását adja. Különösen hasznos a két-nukleon-problémára vonatkozó újabb módszerek részletes ismertetése. A tárgyalásmód számottevő kvantummechanikai és magfizikai alapismereteket tételez fel, ezért elsősorban kutatók forgathatják haszonnal a könyvet. A főhangsúly mindig a matematikai módszereken van, azok fizikai alkalmazásáról a legtöbb fejezetben kevés szó esik. Hiányolhatók a konkrét példák, melyek közlése megkönnyítette volna a megértést. A 234. oldalon például a szerzők levezetik a spontán hasadással szemben való stabilitás feltételét, de a képletbe nem helyettesítenek be számadatokat, nem számítják ki, hogy milyen rendszámú atommagnál következik be a hasadással szemben való teljes instabilitás. A rövid szövegből arra következtethet az olvasó, hogy a stabilitás határa az urániumnál van, pedig ismeretes, hogy az uránium élettartama spontán hasadással szemben 4.10^{15} év. A teljes instabilitás csak jóval később, a 120-as rendszám táján következik be.

A könyv magyar nyelven való megjelenése különös értéket jelent a hazai kutatások szempontjából. Nálunk egyelőre nincs lehetőség a magerők, elemi részek nagyszabású kísérleti vizsgálatára. Ehhez olyan eszközök volnának szükségesek, melyek csak egy-két országban találhatók meg. A hazai magfizikai kutatások elsősorban a magreakciókkal foglalkoznak. Ahijezzer és Pomerancsuk könyve éppen az idevágó elméletet ismerteti, mint kiemeltük, igen használható és szép tárgyalásban. A magyar kiadás szép köntösben jelent meg. Külön ki kell emelnünk a fordítás folyamatos, szakszerű nyelvezetét, melyért Szabó János fordítót és Szamosi Géza szerkesztőt illeti köszönet.

M. Gy.

E. V. Spolszkij :

Atomfizika I.

Akadémiai Kiadó, 1954.

Az atomelmélet ma a fizikának legérdekesebb fejezete. Eredményeit felhasználja a kémikus, kísérleti és technikai fizikus egyaránt. Alig egy évszázaddal ezelőtt az atomok létezése még csak feltevés volt, ma egyre mélyebb ismereteink vannak az atom szerkezetéről, alkotó részeinek tulajdonságairól. Ezen a téren az utolsó ötven év alatt a fizika oly rohamos és eredményekben gazdag fejlődésen ment keresztül, amilyenre a természettudományok történetében még nem volt példa.

Spolszkij könyvének egyik érdeme, hogy a lehetőség szerint nyomon követi ezt a fejlődést mind elméleti, mind kísérleti vonalon. Megmutatja, milyen tapasztalatok tették nyilvánvalóvá, hogy a klasszikus fizika az atomi jelenségek leírására elégtelen, hogy alapvetően új elmélet kiépítésére van szükség.

Másik jellegzetessége a könyvnek, hogy a szerző nem elégszik meg a kísérletek megemlékezésével vagy vázolásával. Egy-egy fontos kísérletet részletesen ismerteti, esetleg több módszert is közöl valamelyik fizikai mennyiség mérésére.

Spolszkij két kötetes könyvének most fordításban megjelent első része elsősorban a kvantummechanika és a magfizika kísérleti és elméleti alapjait tartalmazza.

A könyv tizenegy fejezetre oszlik. Az első fejezet az elektron tulajdonságaival foglalkozik, részletesen tárgyalja az elektron jellemző adatainak meghatározási módjait. (A mechanikai és mágneses momentumról azonban itt még nincs említés.) A második fejezet az atomok tömegének mérését, a tömegspektrográfokat, az izotópok szétválasztásának különböző módszereit ismerteti. Fontossága miatt külön foglalkozik a nehéz hidrogén előállításával.

A harmadik fejezet már az atom szerkezete megismerésének előzményeit tárgyalja: Rutherford klasszikus szórás kísérleteinek leírása képezi e fejezet magvát. A negyedik fejezetben a röntgensugarak tulajdonságainak leírása után atomfizikai alkalmazásuk ismertetése következik.

Az ötödik fejezet két részre oszlik. Az első rész azokat a legfontosabb klasszikus mechanikai ismereteket tartalmazza, melyek a Bohr-elmélet és a modern kvantumelmélet megértéséhez okvetlenül szükségesek. A fejezet második része hasonló jellegű: A klasszikus sugárzás-elmélet alapvető kérdéseit ismerteti. Ez a fejezet — mely a könyvnek tekintélyes részét (100 oldal) teszi ki — számunkra szokatlan. A szerzőt valószínűleg az indította

e fejezet baiktatására, hogy megkönnyítse a további fejezetek megértését azok számára, akik elméleti fizikával nem foglalkoztak. Ezzel azonban — és hasonló jellegű kitérésekkel a könyv egyéb helyein — a könyv terjedelme tetemesen megnövekedett.

Ismeretes, hogy a kvantumelmélet kiindulópontját a hősugárzás vizsgálata képezte. A tapasztalat elméleti értelmezésére vezette be Planck a kvantumhipotézist a hősugarakra. Ezeket a kérdéseket a hatodik fejezet tárgyalja. A hetedik fejezet az atomok kvantumos energia-felvételét és leadását tárgyalja. E fejezet gerincét Franck és Hertz kísérletének ismertetése és értelmezése képezi.

A nyolcadik fejezet Bohr elméletét, a színeképvonalak értelmezését tartalmazza, a kilencedik pedig a fény korpuszkuláris természetére vonatkozó tapasztalatokat.

De Broglie hipotézisének kísérleti igazolásával és értelmezésével foglalkozik a tizedik fejezet. A fejezet végén a határozatlansági relációk idealista értelmezésének bírálata után a pozitív értelmezést ismerteti a szerző. A könyv utolsó fejezete bevezeti a Schrödinger-egyenletet, majd a kvantummechanika alapegyenletének néhány alkalmazása következik (alaguteffektus, lineáris oszcillátor).

A fordítás (Sándor Endre munkája) magyaros; gondos munkával készült. A könyvet szerzője elsősorban egyetemi hallgatók részére írta, azonban haszonnal forgathatják az atomfizikával foglalkozókon kívül középiskolai tanárok, illetve olyan szakemberek is, akik a fizika más területén dolgoznak. Ezek számára nagyon megkönnyíti a könyv használatát részletes tárgyalásmódja. Egészen biztos, hogy a szép kiállítású könyv még szélesebb körben kedvelteti meg a fizika legfiatalabb egyen legérdekesebb fejezetét, az atomfizikát.

Sz. J.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A Naprendszer keletkezéséről. Lapunkban részletesen ismertettük O. Smidt elméletét a bolygók keletkezéséről. Az elmélet az 1951. moszkvai konferencia határozata nyomán széleskörű diszkusszió tárgyát képezte. Különösen érdekesek V. A. Krat professzor, pulkovói csillagász észrevételei. Smidt abból indult ki, hogy a Nap por- és meteorfelhőt fogott be maga köré, ebből álltak össze a bolygók. Krat rámutat arra, hogy a Nap a bolygórendszer kialakulása idején nagytömegű, magas hőmérsékletű fehér csillag volt. E szerint a Nap sugárzásának abban az időben lényegesen erősebbnek kellett lennie, mint jelenleg. Az intenzív sugárzás nyomása a belső bolygók területéről a poranyagot, hidrogént és héliumot eltávolította, a kezdetben ott lévő anyagnak csak mintegy ötvened része maradhatott ott vissza. Ebből a visszamaradt anyagból kondenzálódtak össze a belső bolygók. A sugárnyomás által kisöpört anyag a nagybolygók (Jupiter, Szaturnusz) övezetében gyűlt össze, ez a nagyobb tömegsűrűség vezetett el a nagytömegű bolygók kialakulásához. Az elmondottak alapján Krat hibásnak minősíti Smidt feltevését, mely szerint a bolygórendszer jelenlegi tömegeloszlása megegyezik az eredeti köd tömegeloszlásával. A kezdeti tömegeloszlásnak a Nap közvetlen közelében kellett a legnagyobb lennie és a Naptól távolodva ritkulnia kellett. Ez az eredmény a Smidt-féle meteorfelhő-befogási elmélet ellen szól. Krat szerint legkézenfekvőbb feltételezni azt, hogy a köd a Nappal szoros kapcsolatban állt. Szerinte a Nap és a bolygórendszer ösül tekinthető köd ugyanabból a kozmikus felhőből keletkezett. A köd középpontjában összesűrűsödő Ónap tömege a jelenleginek tízszerese lehetett, de idők folyamán gázkitörések, anyagkisugárzás révén tömegének (és impulzusmomentumának) túlnyomó nagy részét elveszítette.

A Napot körülvevő felhőben megindult a gravitációs kondenzálódás, mely a bolygók kialakulásához vezetett. A nagy sugárnyomás miatt a Merkuron belül nem maradhatott számottevő tömeg, ezért itt sohasem alakulhatott ki égitest. — A Jupiterholdak hasonló anyageloszlást mutatnak, mint a Nap bolygói, ezért feltételezhető, hogy a Jupiter kezdetben kis csillag volt és körülötte hasonló fejlődés mehetett végbe. — Krat foglalkozott még számos problémával, így a földi radioaktív atomok keletkezésével. A Földünkön előforduló uránium, tórium felezési ideje csak egy-két milliárd év, így ezek az atommagok nem keletkezhettek néhány milliárd évnél régebben. Smidt elmélete ezen atommagok eredetéről nem szól. Krat szerint a radioaktív atommagok a forró Ónap belsejében keletkeztek magfelépüléssel és gázkitörések révén kerültek a bolygórendszerbe. — A Naprendszer eredetének kérdését még nem tekinthetjük lezártnak, de az élénk vitákból megszülető számos értékes eredmény alapján várhatjuk, hogy a közeljövőben közeljutunk a helyes megoldáshoz. (Izv. Akad. Nauk. SzSzsZr. 1952, Meteor 1. 118. 1954.)

M. Gy.

Pozitronok és elektronok abszorpciójának összehasonlítása. Baszkova és Gorbacsev különböző radioaktív anyagok elektron- és pozitron-spektrumából mágneses eltérítés segítségével kiválasztott azonos energiájú részekként abszorpcióját mérték részben és kadmiumban. A mérések azt mutatták, hogy az elektronok és pozitronok abszorpciója közt eltérés van: a pozitronok kevésbé abszorbeálódnak, mint az elektronok. A különbség az abszorbeáló anyag rendszámával nő. (Zsurnál Ekszp. Teor. 26. 270. 1954.)

K. L.

A FIZIKAI SZEMLE IV. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

TUDOMÁNYOS CIKKEK

A III. Magyar Fizikus Vándorgyűlés lefolyása	164
Albert Einstein 75 éves	76
Beszámoló a hazai kozmikus sugárzási kutatásokról	10
Eötvös Loránd: A Föld vonzása különböző anyagokra	90
Faragó Péter: A speciális relativitáselmélet kísérleti bizonyítékai	76
Fényes Imre: Megjegyzések és kiegészítések a mechanika elveinek Farkas Gyula féle tárgyalás- módjához	99
Horváth János: Einstein és az atomfizika	105
Jánossy Lajos: A rádióaktív bomlás és a valószínűség törvényéről	131
Jánossy Lajos: Novobátzky Károly 70 éves	1
Guba Ferenc: Az elektronmikroszkóp	21
Gyulai Zoltán: Megnyitó a III. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen	163
Keszthelyi Lajos: A 30 éves Compton effektus	46
Kivonatok a III. Magyar Fizikus Vándorgyűlés szakosztályi előadásaiából	165
Marx György: Az általános relativitáselmélet a megfigyelések tükrében	84
Marx György: V rész az újonnan felfedezett elemi részecske	40
Neugebauer Tibor: A mágnesség elmélete a modern fizikában	2
Pál Lénárd: Ferromágneses kutatások a Szovjetunióban	67
Román Pál: Az elemi részecskék elméletének fejlődése a Szovjetunióban	148
Selényi Pál	35
Selényi Pál: Bródy Imre	102
Selényi Pál: Levél a szerkesztőhöz	104
Tamás Gyula: Néhány kísérlet a piezoelektromos jelenségek köréből	109
Trummer István: A modern spektrofotometria elméleti alapjai	138
Valkó Endre: Megnyitó a Fizikus Társulat Közgyűlésén	186

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

A. M. Bikszon V. D. Jermolenko, A. A. Filanov: Diffrakciós szinkép előállítása	115
Csekő Árpád: Hengerrudas keret alkalmazása forgómozgások bemutatására	51
Gyulai Zoltán—Léviusz Ernő: A Millican-féle kísérlet modellszerű bemutatása	113
Kassai Ernő: Az egyenletes mozgás	
Makai Lajos: Az egyenesvonalú egyenletesen gyorsuló mozgás és a surlódás kísérleti vizsgálá- lata	153
Makai Lajos: Két mérőkísérlet az elektromosság tanából	155
Vermes Miklós: A forráspont csökkenése magasabb helyeken	91
Vermes Miklós: Áramlások hőterjedés bemutatása	92
Vermes Miklós: Módszer fémek lineáris hőterjedésének megvizsgálására	93
Vermes Miklós: Készülék a gáztörvény bemutatására	93

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

KÖNYVSZEMLE

Acta Physica II. kötetének ismertetése	62
Acta Physica III. kötete 1—2. füzetének ismertetése	191
Acta Physica III. kötete 3—4. füzetének ismertetése	159
Ahijezzer — Pomerancsuk: Fejezetek az elméleti magfizika köréből	190
Csillagászati Évkönyv	53
Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának Évkönyve	127
Roland Eötvös Gesammelte Arbeiten	58
Gyulai Zoltán: Kísérleti Fizika c. tankönyvének ismertetése	26
Két szovjet tankönyv ismertetése	158
Magyar Fizikai Folyóirat I. kötetének ismertetése	60
Magyar Fizikai Folyóirat II. kötet 1—2. füzetének ismertetése	96
Magyar Fizikai Folyóirat II. kötet 3—4. füzetének ismertetése	160
Mlodzejevskij: Termodinamika c. könyvének ismertetése	127
Spolszkij: Atomfizika c. könyvének ismertetése	190
Szkanavi: A dielektrikumok fizikája c. könyvének ismertetése	59
EGYESÜLETI ÉLET	56, 94, 117
FIZIKAI FELADATOK	189